

В. Ф. КОРЗО, В. Н. ЧЕРНЯЕВ

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЛЕНКИ В МИКРО- ЭЛЕКТРОНИКЕ

В. Ф. КОРЗО, В. Н. ЧЕРНЯЕВ



ЭЛЕКТРОННОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

В. Ф. КОРЗО, В. Н. ЧЕРНЯЕВ

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ
ПЛЕНКИ В МИКРО-
ЭЛЕКТРОНИКЕ



МОСКВА
«Э Н Е Р Г И Я» 1977

6Ф0.32

К 66

УДК 621.315.6:621.382—181.48

Корзо В. Ф. и Черняев В. Н.

К 66 Диэлектрические пленки в микроэлектронике. М., «Энергия», 1977.

368 с. с ил. (Электронное материаловедение).

В книге анализируются наиболее характерные свойства пленочных диэлектриков, используемых в современных полевых приборах и элементах функциональной микроэлектроники. Рассмотрены основные технологические методы получения тонких диэлектриков с заданными свойствами и влияние технологических параметров на их физические и эксплуатационные характеристики.

Определены наиболее характерные особенности практического использования пленок некристаллических диэлектриков в различных типах современных электронных устройств.

Книга рассчитана на инженерно-технических работников, специализирующихся в области разработки и применения диэлектрических материалов в пленочной электронике и смежных областях.

К 30407-240
051(01)-77 163-76

6Ф0.32

© Издательство «Энергия», 1977.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы резко возрос интерес к изучению тех физических свойств пленочных некристаллических диэлектриков, которые находят применение в полупроводниковой электронике. В значительной степени это связано с развитием твердотельной электроники, использующей аморфные, стеклообразные и полимерные изолирующие пленки в пассивных и активных элементах и функциональных устройствах.

В современных полевых приборах наиболее широко используются тонкие пленки аморфных диэлектриков. Эти пленки хорошо зарекомендовали себя при использовании в качестве изоляции отдельных схемных элементов, диэлектриков в пленочных конденсаторах и полевых транзисторах, активного слоя в переключающих и запоминающих устройствах, диффузионных масок, просветляющих и защитных покрытий, элементов СВЧ-линий задержки и пьезоакустических преобразователей и др. Области применения некристаллических диэлектриков непрерывно расширяются. Этому способствует ряд обстоятельств. У некристаллических, и в том числе у аморфных, материалов по сравнению с кристаллами наблюдается значительно меньшая чувствительность к примесям, что обуславливает их более высокую технологичность в условиях массового производства. Аморфные пленки значительно легче получать различными технологическими методами (испарением в вакууме, анодированием, катодным или плазменным распылением, пиролизом и др.).

В большинстве случаев радиационная стойкость пленок аморфных диэлектриков на несколько порядков выше, чем у соответствующих кристаллов.

По сравнению с поликристаллами свойства аморфных диэлектриков практически не зависят от состояния границ между зернами. Известно, что степень поликристалличности, т. е. размер зерна в пленках, трудно контролировать при их получении. Это влияет на вос-

производительность характеристик пленок диэлектриков. Относительно легко получать аморфные пленки диэлектрических смесей, особенно смесей окислов, нитридов и др. Например, изготовление пленок металл-диэлектрических смесей позволило в свое время получить стабильные высокоомные резисторы, чего нельзя было достичь с помощью металлических пленок.

Описание физических свойств идеальных кристаллов достигается использованием достаточно точного математического аппарата. Реальные кристаллы являются более или менее хорошим приближением к идеальным. Присутствие структурных нарушений или примесей в кристаллической решетке диэлектрика также поддается количественным оценкам. По сравнению с кристаллом аморфная структура, несомненно, является более сложным объектом, физические свойства которого лишь начинают изучаться. Точный расчет аморфных структур чрезвычайно сложен, и на этом пути сделаны лишь первые шаги. Поэтому при изучении физических свойств некристаллических диэлектриков весьма эффективным, по крайней мере на начальной стадии, оказывается экспериментальный подход с последующей количественной обработкой полученных результатов в рамках известных моделей.

Изучение условий образования аморфных пленок было начато около 30 лет назад [1]. Первоначально объектами для исследований служили материалы с преимущественно ковалентным типом межатомных связей, которые при определенных условиях напылялись в виде тонких пленок с аморфной структурой [2—4]. Затем были получены аморфные пленки материалов с ионно-ковалентным типом связей. Количество работ, посвященных аморфным пленкам диэлектриков, непрерывно растет [5—7].

Следует отметить, что в настоящее время строгая классификация некристаллических диэлектриков (как и некристаллических материалов вообще) не является установившейся. В зависимости от типа структурной модели принято следующее преимущественное разделение некристаллических диэлектриков [8]: стекла, аморфные тела (в том числе пленки) и некристаллические полимеры. К первой группе относятся стеклообразующие окислы типов SiO_2 , Al_2O_3 , B_2O_3 и др. и их смеси. Пленки этих материалов имеют больше сходства

с соответствующими стеклами, чем с аморфными телами. Ко второй группе относятся простые (типов Si, Ge, Se, В и др.) или многокомпонентные (типов SiC, GeTe, Si₃N₄, сплавы Si_xGe_yTe_zAs_n или более сложные композиции) аморфные материалы. К третьей группе относятся многочисленные полимеры, являющиеся в подавляющем большинстве хорошими изоляторами, хотя в последние годы были исследованы проводящие полимеры (например, пленки CS₂ [9]).

Существование того или иного вещества в аморфном или кристаллическом состоянии наглядно проявляется на примере тонких пленок. В зависимости от способа получения, режима осаждения, материала подложки, характера активации и т. д. удастся в широких пределах варьировать структуру диэлектрических пленок, изменяя ее от аморфной или мелкодисперсной до почти идеальной монокристаллической.

В предлагаемой книге авторами предпринята попытка определить наиболее характерные особенности практического использования некристаллических диэлектриков в различных типах современных приборов (конденсаторы, полевые или гибридные транзисторы, элементы изоляции, нелинейные функциональные электронные устройства и др.), а также выделить основные механизмы переноса заряда в слабых и сильных полях, причины технологической и эксплуатационной нестабильности некристаллических диэлектриков и особенности изменения физических свойств таких материалов в различных режимах полевой и токовой нагрузки. Основное внимание в книге уделяется изучению электрических свойств некристаллических диэлектриков, в меньшей степени освещены высокотемпературные свойства, процессы диффузии, легирования и радиационной стойкости. По мнению авторов, эти вопросы требуют самостоятельного исследования и нуждаются в тщательном анализе.

В гл. 1 кратко описаны наиболее распространенные технологические методы получения некристаллических диэлектриков и влияние технологических режимов нанесения пленок на степень их структурной разупорядоченности. Количество публикаций, посвященных описанию технологических режимов получения диэлектрических пленок, является настолько значительным, что авторы ограничились анализом результатов, полученных в этой области за последние 5 лет. Анализ более

ранних данных по этому разделу можно найти в монографиях и обзорах, изданных в течение последних нескольких лет [10—15]. С другой стороны, увеличение потока информации в этой области происходит в последние годы настолько быстро, что опубликованные 5—7 лет назад данные или устарели, или претерпели существенные изменения и дополнения и нуждаются в значительной переоценке.

Глава 2 посвящена анализу полевой и токовой нестабильности диэлектриков, используемых в полевых приборах. Исследованы процессы остаточной и высоковольтной поляризации в некристаллических материалах, процессы электродиффузии и миграции заряженных комплексов, поведение основных типов примесей (группы H^+ и OH^- , атомы или ионы O, N, C), возникающих в диэлектриках в процессе их получения или вносимых извне, роль степени некристаллическости структуры при ионной, релаксационной или электронной проводимости в сильных полях.

В гл. 3 подробно описаны частотные свойства диэлектриков и изложены современные представления о механизме прыжковой проводимости в некристаллических материалах. Здесь же рассмотрена зависимость проводимости на переменном и постоянном токе от поля и температуры, гибридные модели переноса заряда в аморфных диэлектриках, частотная дисперсия параметров диэлектрических пленок. Анализируются современные методы измерения проводимости на переменном токе в слабых и сильных полях.

В гл. 4 подробно рассмотрены явления пробоя в тонких некристаллических диэлектриках, изложены оригинальные результаты исследований авторов, связанных с теоретическим и экспериментальным изучением характера развития электронной лавины в аморфных диэлектриках при различной температуре, толщине диэлектрика, материале инжектирующего катода и потенциале ионизации диэлектрика. Наряду с электронной моделью пробоя авторов в книге подробно изложены современные модели теплового, электрического и смешанного типов пробоя в некристаллических диэлектриках, пробой дефектных пленок, кинетика развития лавины в диэлектрике. Излагаются наиболее характерные результаты экспериментальных исследований в этой области и дается анализ основных перспективных на-

правлений в области повышения электрической прочности некристаллических диэлектриков.

В заключительной, пятой главе описаны рабочие характеристики диэлектриков, используемых в современных полевых приборах на основании изложенных в предыдущих главах физических представлений о природе полевой и токовой нестабильности. Подробно обсуждаются лавинная нестабильность полевых приборов, бистабильное переключение в диэлектриках, допустимое перенапряжение в составных диэлектриках, особенности лавинного легирования. Указаны возможные причины повышения эксплуатационной надежности современных полевых устройств, содержащих тонкий слой диэлектрика, описаны новейшие методы измерения параметров диэлектриков в полевых транзисторах, выделены перспективные высокотемпературные диэлектрические материалы, обладающие повышенной радиационной стойкостью.

Книга может оказаться полезной для технологов, конструкторов и инженеров-физиков, работающих в области разработки и применения новых и в первую очередь некристаллических диэлектрических материалов в современной пленочной электронике или смежных областях, научных работников исследовательских институтов различного профиля, а также аспирантов и студентов старших курсов, специализирующихся в области пленочного материаловедения и применения диэлектриков в электронике.

Авторы будут весьма признательны за критические замечания и пожелания, которые просим присылать по адресу: 113114 Москва, М-114, Шлюзовая наб., д. 10, изд-во «Энергия».

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНОК

1-1. Перспективные технологические методы

Для получения тонких диэлектрических пленок, используемых в современных полевых приборах, наиболее широко используются следующие технологические методы: термическое окисление, газотранспортные реакции и в том числе пиролиз, анодирование, осаждение в разряде. Подробное описание перечисленных методов выходит за рамки данной книги. В этой главе будут рассмотрены лишь отличительные черты основных технологических процессов получения некристаллических диэлектриков и влияние режимов осаждения на физические параметры и рабочие характеристики приборов, содержащих диэлектрические пленки.

Термическое окисление кремния. Термические окислы на кремнии являются основой планарной технологии при производстве полупроводниковых приборов. Однако в термически выращенной пленке SiO_2 всегда обнаруживается положительный заряд. В результате в прилегающей области кремния индуцируется отрицательный заряд. Положительный заряд в окисле может проявляться в виде заряженных фиксированных состояний на поверхности или заряда на границе раздела, подвижного заряда в окисле, заряженных быстрых поверхностных состояний, а также ловушек в окисле, индуцируемых, например, с помощью радиационного облучения.

Поверхностная плотность носителей заряда Q_{ss} может обычно изменяться в диапазоне 10^{10} — 10^{12} см⁻². Подвижный заряд возникает в результате загрязнения окисла при выращивании и, по-видимому, связан с наличием либо ионов щелочных металлов, либо протонов. Его величина также колеблется в пределах 10^{10} — 10^{13} см⁻². Быстрые поверхностные состояния не создают

фиксированного заряда, поскольку они легко обмениваются зарядами с кремнием; их плотность превышает обычно 10^9 см⁻². Наконец при воздействии ионизирующих излучений, например рентгеновых лучей, электронов или гамма-излучения, в окисле могут возникать положительно заряженные центры с объемной концентрацией порядка 10^{18} см⁻³.

Кроме того, существуют некоторые другие факторы, которые существенно влияют на электрофизические свойства поверхности раздела Si—SiO₂: перераспределение примеси в процессе окисления, работа выхода из металла в МОП-структурах и слои других диэлектриков, наносимых на поверхность SiO₂ для защиты от подвижных ионных зарядов.

Перераспределение примесей в процессе термического окисления зависит от трех основных факторов: коэффициента сегрегации примесей на поверхности раздела Si—SiO₂, отношения коэффициентов диффузии примеси в Si и SiO₂ и скорости окисления. В процессе окисления поверхность раздела Si—SiO₂ перемещается в глубь кремния. Легирующие примеси в окисляемом кремнии на границе Si—SiO₂ имеют такой коэффициент сегрегации, который определяет, будут ли примеси переходить в диэлектрик или накапливаться в кремнии. Изменение концентрации примесей вблизи поверхности в существенной мере зависит от относительной скорости окисления и коэффициентов диффузии примесей при температуре окисления.

В процессе термического окисления поверхность кремния за счет различия коэффициентов сегрегации у легированных образцов обедняется всеми примесями *p*-типа и обогащается примесями *n*-типа. При уменьшении температуры окисления степень перераспределения примеси увеличивается. Окисление во влажном кислороде по сравнению с окислением в сухом кислороде дает больший эффект перераспределения, поскольку в первом случае при любой заданной температуре скорость окисления увеличивается.

Из теории следует [16, 17], что на каждый поверхностный атом приходится примерно одно поверхностное состояние, т. е. их плотность должна составлять 10^{15} см⁻². При первоначальных измерениях в [18] на поверхности термически окисленного кремния была получена плотность состояний порядка 10^{12} см⁻², а более

поздние исследования [17] показали, что плотность состояний может составлять примерно 10^{10} см⁻². Следует отметить, что определение поверхностных состояний как центров, способных изменить заряд на поверхности кремния, не дает возможности отличить действительные поверхностные состояния от ловушек, хаотически распределенных в аморфном окисле. Последние могут изменять заряд на поверхности за счет квантово-механического туннелирования.

Присутствие ловушек означает, что в реальном случае возможно измерение только эффективной плотности состояний, которая зависит от электрического поля в окисле, а также от расстояния от поверхности раздела, на котором расположены ловушки в окисле. Кроме того, ловушки вызывают появление гистерезиса вольт-фарадных характеристик МОП-емкости [19].

Поверхностные состояния, включая ловушки в окисле, по всей вероятности возникают в результате разупорядоченности структурных связей между SiO₂ и Si, а также вследствие наличия дефектов в SiO₂, хотя до сих пор корреляция между определенными поверхностными состояниями и видами дефектов не обнаружена. В [20, 21] рассмотрен механизм, в соответствии с которым возникновение донорных и акцепторных состояний вызвано образованием ненасыщенных валентных связей в кремнии при его неполном окислении и внедрением металлических примесей в SiO₂. В [20] показана возможность возникновения поверхностных состояний под действием заряженных центров в окисле, расположенных вблизи поверхности раздела. Интересно отметить, что в некоторых работах [21—23] сообщалось об увеличении плотности поверхностных состояний на поверхности раздела Si—SiO₂ в результате выдержки структуры при отрицательном смещении на затворе в диапазоне температур 300—450°C. Такие явления наблюдались в образцах, у которых отсутствовали нестабильности, связанные с дрейфом ионов. В [24] предполагается, что это вызвано проникновением избыточных ионов кремния в окисел под действием электрического поля.

Реальных экспериментальных доказательств возможности осуществления этих моделей пока нет, однако обнаружено [18, 24—26], что термическая обработка окисленного кремния в водороде или влажном азоте при температурах 400—500°C уменьшает плотность по-

верхностных состояний до 10^{10} см⁻². Эти эксперименты подтверждают, что водород активно участвует в реакции окисления. Об этом говорят и результаты работы [27], в которой показано, что водород диффундирует вплоть до поверхности раздела Si—SiO₂, где образует ковалентные связи с ненасыщенными атомами кремния, которые, как отмечалось выше, вызывают появление поверхностных состояний. Влияние воды на SiO₂ можно объяснить образованием атомарного водорода. Отсюда становится ясным, почему окисление в сухом кислороде дает более высокую плотность поверхностных состояний, чем окисление во влажном кислороде или в парах воды. Уменьшение плотности поверхностных состояний можно также получить после прогрева МОП-структуры с алюминиевым затвором в сухом азоте. Это явление можно отнести за счет взаимодействия алюминия со следами воды в SiO₂, приводящего к образованию атомарного водорода и, следовательно, к уменьшению плотности поверхностных состояний.

В ранних работах, посвященных системам Si—SiO₂, описывались нестабильности электрических характеристик МОП-структур, особенно заметные при повышенных температурах. Сопоставление этих данных с хорошо известными явлениями ионной проводимости в плавленом кварце наводило на мысль о том, что поверхностный заряд своим возникновением обязан ионам Na⁺ в окисле [28]. Это следовало из факта, что положительный заряд в окисле индуцирует отрицательный заряд на поверхности кремния, величина которого зависит от степени локализации положительного заряда в окисле. Если положительный заряд под действием электрического поля свободно передвигается через окисел, то величина индуцированного заряда изменяется, что и вызывает дрейф характеристик прибора. Однако позже была найдена возможность создания окислов, стабильных к воздействию электрического поля при повышенных температурах [29, 30], но и в этих окислах обнаруживался поверхностный заряд, плотность которого составляла $1,6 \cdot 10^{12}$ см⁻².

В целом, можно отметить следующие основные свойства поверхностного заряда:

а) заряд является собственным свойством поверхности раздела Si—SiO₂, т. е. не связан с ионным загрязнением;

б) поверхностный заряд фиксирован, т. е. центры, ответственные за его возникновение, не могут изменить величину заряда на поверхности кремния даже при значениях изменения величины поверхностного потенциала до 0,8 эВ. Это означает, что энергетические уровни таких центров должны лежать близко к краям запрещенной зоны SiO_2 или даже вне ее;

в) заряд локализован в области, простирающейся вглубь примерно до 20 нм от поверхности кремния. Поверхностный заряд не зависит от тока проводимости и величины удельного сопротивления, так что его нельзя отнести за счет обратной диффузии легирующей примеси из кремния в окисел;

г) заряд зависит от кристаллографической ориентации кремния [31—33] и убывает в последовательности $\langle 111 \rangle \rightarrow \langle 110 \rangle \rightarrow \langle 100 \rangle$;

д) величина заряда сильно зависит от условий окисления и отжига в бескислородных средах.

Влияние радиационного излучения на пассивирующие свойства защитных пленок SiO_2 представляет существенный практический интерес. Многие исследователи показали, что электроны с малой энергией и проникающее электромагнитное излучение существенно влияют на электрофизические свойства поверхности Si—SiO_2 . Обзор этих явлений дан в работе [33], где приведена обширная библиография по данному вопросу.

При ионизирующем излучении в системе Si—SiO_2 возникают два наиболее важных явления: появление положительного заряда в диэлектрике и создание быстрых поверхностных состояний на границе раздела Si—SiO_2 .

Влияние заряда, индуцированного в SiO_2 в результате радиационного облучения, аналогично влиянию поверхностного заряда, рассмотренному выше, и вызывает параллельное смещение вольт-фарадных характеристик полевых приборов и характеристики проводимости канала в зависимости от напряжения на затворе. Следует отметить, во-первых, существование сильной зависимости заряда от напряжения на затворе, прикладываемого во время облучения, и меньшее влияние отрицательных смещений по сравнению с положительными и, во-вторых, насыщение заряда при увеличении дозы, хотя при более высоких напряжениях смещения уровень насыщения становится выше. Величина заряда

зависит от условий получения окисла и времени облучения: вначале наблюдается рост заряда, а затем при достижении некоторой величины наступает насыщение [34].

Генерация быстрых поверхностных состояний на границе раздела Si-SiO_2 при радиации вызывает искажение вольт-фарадных характеристик МОП-емкости. О состояниях, индуцированных излучением, почти ничего не известно кроме того, что количество поверхностных состояний, возникающих в процессе облучения, зависит от первоначальной плотности поверхностных состояний: количество вновь образованных состояний увеличивается с увеличением их исходной плотности [35]. Однако тот факт, что указанные состояния, по крайней мере, частично, можно снять термообработкой при температурах ниже 250°C , показывает, что образование этих состояний не ведет к существенным изменениям атомной структуры поверхности раздела Si-SiO_2 .

Характеристики заряда в окисле, индуцированного радиацией, очень хорошо укладываются в рамки теорий образования центров окрашивания в халькогенидах, облучаемых светом при наличии смещения. Теоретическая модель, используемая для пояснения физической природы заряда в окисле, предполагает, что радиация создает в окисле электронно-дырочные пары, которые затем взаимодействуют с ловушками в окисле. Электроны, генерируемые радиацией, либо рекомбинируют с дырками, либо выносятся из окисла его полем. Считается, что дырки, индуцированные радиацией, менее подвижны, чем электроны, и могут захватываться неподвижными ловушками. Можно полагать, что ловушки представляют собой группы Si-O по аналогии с тем, как это имеет место в объеме кварца или в стекле под влиянием ионизирующего излучения [36, 37]. В результате в окисле формируется положительный заряд.

Смещение, подаваемое на образец во время облучения, следующим образом влияет на величину и положение заряда. Если смещение к окислу не приложено, большинство электронов и дырок рекомбинируют. При этом ловушками захватываются только небольшое число дырок и, следовательно, в окисле возникает незначительный заряд. При подаче смещения электроны вытягиваются из окисла и в отсутствие инжекции электро-

нов осуществляется их заметный захват. В окисле вблизи контакта, запертого для электронов (когда кремний положителен, а металл отрицателен), формируется положительный заряд. Можно предполагать, что при облучении возникает электронная инжекция, поскольку количество заряда, возникшего при облучении, определяется дозой радиации и напряжением на затворе/и не зависит от предыстории образца [37, 38]. Если осуществить несколько циклов облучения с последовательным уменьшением напряжения на затворе, положительный заряд должен уменьшиться от цикла к циклу, что может быть связано с электронной инжекцией во время облучения. Прямых доказательств этих предположений пока нет, однако можно отметить, что фотоинжекция электронов может осуществляться как со стороны кремния, так и со стороны металлического затвора.

Механизм адсорбции кислорода на кремнии и других полупроводниковых материалах, так же как и кинетика образования защитной окисной пленки, с недавнего времени являются предметом многочисленных экспериментальных исследований и дискуссий. Это обусловлено существенным влиянием тонких окисных слоев на характеристики полупроводниковых приборов. В действительности эти характеристики являются неотъемлемой частью поверхностно-барьерных диодов и транзисторов типа металл-окисел-полупроводник (МОП). Помимо практического использования в приборах, процесс окисления представляет сам по себе особый научный интерес [31—36].

В последние годы для изучения кинетики окисления поверхности кремния и других полупроводников используются такие перспективные методы, как ядерный активационный анализ [37, 38], протонный активационный анализ [39, 40], методы дифракции медленных электронов [41] или тепловых нейтронов [42], эмиссия электронов из полупроводника, ориентационное легирование кремния и др. [43—45].

Наличие поверхностных и примесных состояний как в диэлектрике, так и на границе раздела диэлектрика с полупроводником приводит к изменению рабочих параметров приборов, использующих пленочный диэлектрик, полученный термическим окислением поверхности полупроводника. Как указывалось выше, основные механизмы такого дрейфа связаны с дрейфом ионов

в окисле, дипольной поляризацией и захватом носителей заряда на границе раздела Si—SiO₂.

Первые два фактора могут быть частично устранены использованием тщательно очищенной поверхности кремния перед окислением и нанесением на его поверхность тонкого промежуточного слоя фосфорно-силикатного стекла. Механизмы захвата носителей заряда на

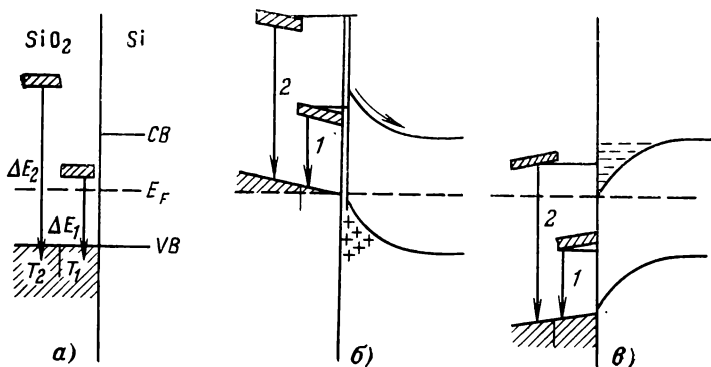


Рис. 1-1. Зонная диаграмма ловушек в пленках термического окисла кремния.

а — режим плоских зон; *б* — режим зарядки ловушек 1 и 2; *в* — режим разрядки ловушек; *CB* — зона проводимости; *VB* — валентная зона; *E_F* — уровень Ферми в кремнии.

ловушки могут оказаться настолько разнообразными в зависимости от режима окисления поверхности и ее обработки, что их влияние на рабочие характеристики приборов требует более подробного рассмотрения.

На рис. 1-1 изображена типичная зонная диаграмма для двух типов ловушек, наиболее часто проявляющихся при термическом окислении кремния. Глубина залегания ловушек ΔE_1 и ΔE_2 в пленке SiO₂ является различной (рис. 1-1, *а*). При отсутствии внешнего поля уровни T_1 и T_2 являются незаполненными и расположены выше края валентной зоны и зоны проводимости кремния. При наличии отрицательного смещения на затворе полевого прибора уровни поднимаются выше уровня Ферми E_F кремния и выше края зоны проводимости E_c (рис. 1-1, *б*). Даже при относительно низкой температуре эти уровни посредством термостимулированного туннелирования оказываются положительно заряженными, а электроны туннелируют с этих уровней на близ-

лежащие поверхностные состояния в кремний. Такой процесс обычно называют процессом зарядки границы раздела окисел — полупроводник. У границы раздела электроны рекомбинируют с дырками, а в диэлектрике формируется положительный объемный заряд. Процесс разрядки границы осуществляется при положительном смещении затвора полевого прибора (рис. 1-1, в). Разряд центров 2 по-прежнему осуществляется посредством термостимулированного туннелирования электронов из зоны проводимости кремния на уровни T_2 , однако разряд центров 1 происходит более сложным путем через промежуточные поверхностные состояния на границе раздела. В настоящее время предполагается, что состояния 1 локализованы в приповерхностной области диэлектрика и стимулируют дрейф рабочих характеристик приборов даже при низких (до 77 К) температурах.

Например, термическое окисление кремния в сухом кислороде при 1150°C до толщины окисла 0,2 мкм и последующий отжиг в сухом или влажном азоте при температуре 400—600°C приводят к образованию уровней T_1 глубиной 0,6 эВ и T_2 глубиной до 1,3 эВ в пленке SiO_2 . Мелкие уровни оказываются способными обмениваться электронами с инжектирующими из кремния дырками при отрицательном смещении даже при очень низких температурах, что обуславливает термический дрейф полевых транзисторов со временем релаксации до 10^4 с при 77 К и появление шумов 1/f-типа. Более глубокие уровни стабилизируются при низких температурах прибора, но с ростом температуры способствуют миграции опорного смещения на затворе полевого n -канального транзистора.

Опорное смещение затвора транзистора зависит также от величины потенциального барьера на границе металл-диэлектрик. Типичные значения высоты потенциального барьера в различных системах, измеренные авторами для различных материалов диэлектрика и полупроводника, перечислены в табл. 1-1. Металлы для электродов расположены в порядке возрастания степени их ковалентности. Видно, что с ростом доли ковалентности в межатомной связи увеличивается средняя высота потенциального барьера независимо от типа материала подложки. Заметим также, что эта тенденция сохраняется для материалов, полученных различными

Таблица 1-1

*Значения высоты потенциального барьера в системе
металл-диэлектрик или металл-полупроводник**

Электрод	Диэлектрик или полупроводник								
	SiO ₂	Al ₂ O ₃	Si ₃ N ₄	Si	Ge	AlAs	CdTe	GaSe	CdSe
Вакуум	4,3	3,2	4,5	12	16	10,3	7,2	4,6	5,8
Cs	2,67	2,72	2,67	2,52	2,45	2,55	2,52	2,55	2,51
Na	2,81	2,84	2,97	2,71	2,68	2,67	2,68	2,72	2,71
Au	2,92	2,93	3,06	2,83	2,81	2,85	2,85	2,89	2,89
Mg	3,07	3,04	3,12	2,90	2,91	2,96	2,97	3,01	2,98
Zn	3,12	3,15	3,21	3,01	2,97	3,07	3,07	3,15	3,12
Al	3,26	3,27	3,34	3,16	3,14	3,13	3,11	3,26	3,22
Ta	3,42	3,44	3,67	3,32	3,30	3,21	3,22	3,41	3,38
Mo	3,55	3,49	3,72	3,41	3,38	3,40	3,44	3,49	3,46

* Измерения высоты барьера по порогу эмиссии электронов в вакуум.

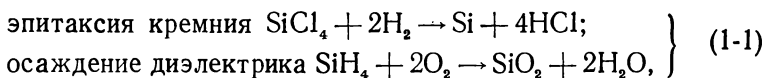
технологическими методами. Так, для материалов, перечисленных в табл. 1-1, пленки SiO₂ получены термическим окислением кремния, пленки Al₂O₃ — пиролизом МОС, пленки Si₃N₄ — катодным распылением, пленки Si и Ge — эпитаксиальным наращиванием, остальные материалы выращены из газовой фазы.

Низкотемпературные методы осаждения окисла требуют обычно дополнительного стабилизирующего высокотемпературного отжига в вакууме, атмосфере кислорода, азота или паров воды. Из высокотемпературных методов термического окисления в последнее время выделяется в качестве оптимального следующий технологический режим. Вначале поверхность кремния окисляется в атмосфере влажного кислорода до толщины 0,1—0,3 мкм, а затем — в атмосфере сухого кислорода до толщины 0,8 мкм. Процесс окисления осуществляется при температуре 1100°C и используется обычно при изготовлении МОП-диодов.

В [42] сообщалось о разработке технологического процесса изготовления кремниевых униполярных транзисторов на сапфировой подложке. Этот процесс позволяет обходиться без дополнительной термической обработки диэлектрика. Принципиальная конструкция такого прибора показана на рис. 1-2. На подложке выращивается слой (111)-Si толщиной 1 мкм *n*-типа. Источником диффузанта является слой окисла, легированный

бором. Поверх легированного окисла наращивается слой чистой SiO_2 , что обеспечивает хорошую адгезию фоторезиста для изготовления истока и стока. Для получения затвора используется термическое окисление кремния на глубину 0,15 мкм, а затем напыляется алюминиевый электрод. У полученных таким способом приборов ток утечки не превышает 1,6 нА на 1 мкм ширины канала, а эффективная подвижность достигает $225 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

Осаждение из паровой фазы широко используется при выращивании кристаллов и получении диэлектрических пленок. В качестве примера можно привести следующие реакции:



где газом-носителем служит чистый азот.

Для получения слоев равномерной толщины необходимо изучить распределение скоростей осаждения в газовом проточном реакторе. Скорость осаждения косвенно

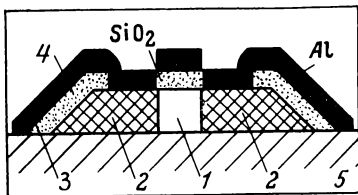


Рис. 1-2. Типовая структура полевого униполярного транзистора.
1 — n-Si; 2 — p+-Si; 3 — Al; 4 — SiO_2 ; 5 — сапфировая подложка.

измеряется массопереносом реагирующего вещества в газовой фазе или методами ИК-контроля отражательной способности эталонной поверхности подложки, помещенной в реактор.

При нагреве подложки с помощью наиболее часто используемого метода ВЧ-индукции между подложкой и стен-

ками реактора образуется разность температур, а на течение газовой смеси в реакторе оказывает влияние естественная конвекция, вызванная подъемной силой восходящих потоков. Течение, в котором естественная конвекция накладывается на вынужденную, называется сложным или смешанным.

В горизонтальных реакторах естественная конвекция направлена перпендикулярно направлению вынужденной конвекции, а когда силы естественной и вынужденной конвекций равны, картина газового течения имеет форму спирали. Можно ожидать, что смешанный поток

переходит в вынужденную конвекцию, а G_r характеризует естественную конвекцию.

В [46] при наблюдении картины газового течения в типовых реакторах была установлена граница переходной области между чисто вынужденным и смешанным потоками, а также исследована теоретическая взаимосвязь между характерами потоков и технологическими режимами осаждения пленок.

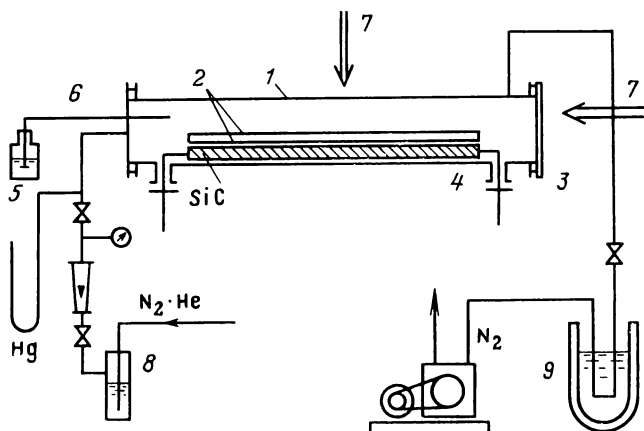


Рис. 1-3. Технологическая установка для изучения кинетики газового течения.

1 — кварцевая труба; 2 — металлический экран; 3 — нагреватель; 4 — исходное соединение; 5 — манометр; 6 — капилляр; 7 — кинокамера; 8 — смеситель; 9 — азотная ловушка.

На рис. 1-3 показана принципиальная схема установки для изучения динамики газового течения. Нагреватели помещались внутри трубы и были выполнены из карбида кремния. Для обеспечения однородного нагрева над нагревателем на изоляторах из кварца устанавливался массивный термостат из легированной стали. В качестве газа-носителя использовался азот или гелий. Для визуализации картины газового течения использовались пары тетрахлорида титана, которые взаимодействовали с влагой, в результате чего в потоке образовывались мелкие частицы, по траектории которых изучалась картина течения паров в реакторе.

Скорость газового потока изменялась в пределах до 60 $\text{дм}^3/\text{мин}$, а давление — в пределах 160—760 Па. Тем-

температура измерялась платино-платинородиевой термопарой с различными диаметрами, тогда как истинная температура газа с учетом возмущающего влияния термопары определялась экстраполяцией к нулевому диаметру термопары.

Наблюдались преимущественно картины с двумя вихрями в положительном направлении, когда нагретый газ движется от подложки вверх, а затем опускается по стенкам трубы, что указывает на наличие в центре трубы и подложки максимальной зоны нагрева и значи-

тельного теплоотвода у стенок трубы. На вихри, вызванные естественной конвекцией, накладывалась вынужденная конвекция, направленная к выходу из реактора, поэтому линии движения потока приобретали спиральную форму. Если в поперечном сечении трубы имеются два вихря, в ней возникают два спиральных

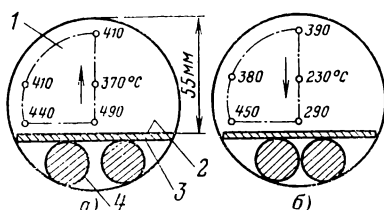


Рис. 1-4. Схема распределения температуры в реакторе.

1 — направление течения; 2 — железная пластина; 3 — кварцевый изолятор; 4 — нагреватель из карбида кремния. Расход азота, л/мин: 10 (а); 40 (б).

течения, и т. д. Распределение температуры в соответствии с картиной вихря показано на рис. 1-4. Для случая рис. 1-4,а скорость течения паров азота составляла $10 \text{ дм}^3/\text{мин}$, для случая рис. 1-4,б — $40 \text{ дм}^3/\text{мин}$.

При высоких скоростях течения горизонтальное температурное распределение вблизи нагретой подложки по ее ширине характеризуется наличием в центре подложки точки с наименьшей температурой. Оказывается, такое различие температурных распределений зависит от степени стабилизации теплового пограничного слоя.

При полной стабилизации температура газового потока в направлении течения не меняется, а горизонтальное распределение температуры по ширине определяется теплоотводом. С другой стороны, в условиях, когда нет полной стабилизации теплового пограничного слоя, горизонтальное распределение температуры зависит от распределения скоростей вынужденной конвекции по ширине, поэтому температура газового потока в центральной части трубы становится ниже, чем на перифе-

рии, и, следовательно, имеет место отрицательное направление движения вихря.

Длина теплового входного участка для ламинарного течения определяется соотношением

$$L/D_e = 0,05 \text{Re Gr},$$

где L — длина теплового входного участка и D_e — гидравлический диаметр трубы. Уменьшение числа Грасгофа, которое содержит такие факторы, как разность температур и плотность газа, оказывает на картину течения такое же влияние, как и увеличение скорости течения. При низких давлениях обычно наблюдается чисто вынужденный конвективный поток, а при атмосферном давлении — вихревое движение. Низкие давления способствуют получению ламинарного течения в реакторе для химического осаждения из паровой фазы.

Таким образом, в типовых реакторах, используемых для получения диэлектрических пленок из газовой фазы, могут существовать два вида течений. Для определения переходной области между течениями используется параметр Gr/Re^2 , который для случая свободной конвекции оказывается порядка 16, для смешанного течения — $16 < \text{Gr}/\text{Re}^2 < 0,3$ и меньше 0,3 для вынужденной конвекции. Этот критерий справедлив для реакторов с круглым сечением. Условия существования переходной области для реакторов различных размеров перечислены в табл. 1-2. Перечисленные в ней значения относятся к параметрам течения, при которых в поперечном сечении трубы исчезает вихревое движение.

Связь между режимами течения и осаждения пленок. Рассмотрим вначале процесс осаждения при ламинарном потоке в условиях вынужденной конвекции. Теоретическое рассмотрение определяется характером решения диффузионного уравнения массопереноса

$$\nabla \bar{v} C = D_m \Delta C, \quad (1-2)$$

где ∇ — оператор Лапласа; $\bar{v}$ — вектор скорости газового течения; C — концентрация реагента; D_m — эффективный коэффициент диффузии.

Решение этого уравнения при различных граничных условиях может быть получено на основе соотношений между массо- и теплопереносом. Так, связь между мас-

Таблица 1-2

Параметры газа, соответствующие исчезновению вихрей

Размер трубы	Максимальное расстояние от пластины до стенки трубы, мм	Эквивалентный диаметр рабочей зоны, D_e , мм	Скорость течения рабочей смеси, $\text{дм}^3/\text{мин}$	Re	Gr	Gr/Re^3
--------------	---	--	--	----	----	-------------------------

Для потока азота

$\varnothing$ 64 мм	55	43	5	45	8 200	4,1
$\varnothing$ 113 мм	45	55	60	228	23 000	0,4
$70 \times 40 \text{ мм}^2$	19	26	5	35	1 600	1,4
$70 \times 118 \text{ мм}^2$	57	62	20	140	46 000	2,3
$118 \times 70 \text{ мм}^2$	49	82	20	100	30 000	3,0
$118 \times 70 \text{ мм}^2$	39	66	20	80	9 800	3,0
$118 \times 70 \text{ мм}^2$	29	52	20	80	4 800	1,5

Для потока гелия

$\varnothing$ 64 мм	55	43	14	14	153	0,8
$\varnothing$ 64 мм	55	43	1	1,3	4	2,2
$70 \times 40 \text{ мм}^2$	19	26	5	4,3	22	1,2
$70 \times 40 \text{ мм}^2$	9	18	Нет вихря		—	—
$118 \times 70 \text{ мм}^2$	39	66	20	13	600	3,5
$118 \times 70 \text{ мм}^2$	29	52	10	5	90	3,5

сопереносом в изотермическом ламинарном потоке над подложкой дается следующим соотношением:

$$\text{Sh}=0,332\text{Re}^{1/2}\text{Sc}^{1/3}, \quad (1-3)$$

где Sh — число Шервуда, равное kz/D_m , k — коэффициент переноса; z — расстояние вдоль газового потока; ω — скорость потока; $R=\omega z/\nu$, где ν — кинематическая вязкость и $\text{Sc}=\nu/D_m$ — число Шмидта. Соотношение (1-3) является решением следующего уравнения при переменной толщине гидродинамического пограничного слоя:

$$\omega_z \frac{\partial c}{\partial z} + \nu_y \frac{\partial c}{\partial y} = \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} D_m, \quad (1-4)$$

где ω_z — компонента газа в направлении течения z ; ν_y — компонента скорости в направлении y , перпендикулярном z .

Если гидродинамический пограничный слой полностью стабилизирован, то член, в который входит компонента ν_y , можно исключить. Для частного случая ли-

нейного профиля скорости $w=ay$ можно получить конечное решение уравнения теплопереноса. Эквивалентное равенство для скорости массопереноса имеет следующий вид:

$$N = Dm \left(\frac{\partial c}{\partial y} \right)_{y=0} = \frac{c_0 Dm}{0,893} \left(\frac{\alpha}{9 Dm z} \right)^{1/3}. \quad (1-5)$$

В реальном реакторе имеется определенное распределение скорости по ширине. Расчет стабилизированного профиля скоростей в прямоугольном и полукруглом сечениях показал, что осаждение в прямоугольном реакторе характеризуется более равномерной толщиной слоя, чем в полукруглом реакторе. Распределение толщины осажденного слоя в прямоугольном реакторе, где скорость изменяется и в осевом направлении и по ширине, можно изучать в трехмерной системе на основе уравнения

$$w(x, y) \partial c / \partial z = Dm (\partial^2 c / \partial x^2 + \partial^2 c / \partial y^2 + \partial^2 c / \partial z^2). \quad (1-6)$$

Рассматривалось влияние диффузии вдоль ширины на распределение толщины конденсата. Анализировалась также осевая диффузия, поскольку осаждение из паровой фазы обычно осуществляется при малых числах Рейнольдса, хотя ею можно пренебречь при $Re \cdot Sc > 10$.

В общем случае профиль скоростей для стабилизированного ламинарного течения в прямоугольном реакторе выражается сложной формулой, однако часто применяется более простое выражение

$$w/w_{\max} = (1 - |\xi|^m) \cdot (1 - |\xi|^2), \quad (1-7)$$

где $\xi = 1 - (2X/B)$, $\xi = 1 - (2Y/H)$, B и H — относительные ширина и высота реактора и m — постоянная, которая определяется геометрией сечения реактора.

Используя безразмерные переменные, уравнения сохранения массы можно записать в виде

$$W \frac{\partial c}{\partial z} = \frac{1}{Sc} (\partial^2 C / \partial X^2 + \partial^2 C / \partial Y^2 + \partial^2 C / \partial Z^2), \quad (1-8)$$

где $C = c/c_0$; $X = x/H$; $Y = y/H$;

$$Z = z/H \text{ и } W = wH/\nu. \quad (1-9)$$

Граничными условиями являются $c=0$ при $Y=0$, когда скорость реакции велика у поверхности осажде-

ния и, следовательно, скорость осаждения пленки определяется молекулярной диффузией; $c=1$ при $z=0$, $\partial C/\partial Z=0$ при $Z=L/H$ (L — длина реактора), $\partial C/\partial X=0$ при $X=0$ или B/H и $\partial C/\partial Y=0$ при $Y=1$.

Трехмерные концентрационные распределения в реакторе численно рассчитываются при помощи метода конечно-разностных приближений. Конечно-разностное представление может быть выражено приближенными концентрациями в шести узлах расчетной сетки вокруг выбранной точки

$$\begin{aligned} \omega(i, j) = & \frac{c(i, j, k+1) - c(i, j, k-1)}{2\Delta Z} = \\ = & \frac{1}{Sc} \left[\frac{c(i+1, j, k) - 2c(i, j, k) + c(i-1, j, k)}{\Delta X^2} + \right. \\ + & \frac{c(i, j+1, k) - 2c(i, j, k) + c(i, j-1, k)}{\Delta Y^2} + \\ + & \left. \frac{c(i, j, k+1) - 2c(i, j, k-1)}{\Delta Z^2} \right], \end{aligned} \quad (1-10)$$

где i, j, k — номера узлов сетки в направлениях X, Y и Z соответственно.

Из выражения для градиента концентрации у поверхности подложки следует, что скорость массопереноса N равна:

$$N(x, z) = Dm (\partial c / \partial y) = \frac{c_0 Dm}{H} (\partial c / \partial y) = k_m \Delta C. \quad (1-11)$$

Если начальная концентрация в диффузионном пограничном слое равна c_0 , т. е. $\Delta c = c_0$, и если имеется градиент концентрации, то безразмерный концентрационный градиент эквивалентен числу Шервуда

$$R = (\partial c / \partial y)_{y=0} = k_m H / Dm = Sh. \quad (1-12)$$

Результирующая скорость осаждения пленки равна:

$$G = \frac{m}{M\rho} \left(\frac{\partial c}{\partial y} \right)_{y=0}, \quad (1-13)$$

где M и ρ — молекулярная масса и плотность осаждаемого вещества. При значениях параметров $Dm=5 \text{ см}^2/\text{с}$, $C=0,005$ моля и $H=3 \text{ см}$ единичному безразмерному градиенту концентрации $R=1$ соответствует скорость осаждения, равная $0,5 \text{ мкм/мин}$. Величина $(\partial c / \partial y)_{y=0}$

представляет собой безразмерную скорость осаждения пленки.

Расчетные распределения скорости осаждения пленки по ширине прямоугольного реактора с $B/H=1$ показаны на рис. 1-5. Пунктирными линиями для сравнения приведены эпюры распределения скорости для случая, когда в уравнении сохранения массы диффузия частиц вдоль ширины реактора не учитывается. Видно, однако, что для точного описания картины газового течения необходимо учитывать диффузию частиц вдоль ширины реактора.

Заметим также, что для щелевого реактора, особенно для пиролизических реакций осаждения пленок, скорость роста конденсата на подложке определяется скоростью химической реакции на поверхности из-за малой толщины диффузионного пограничного слоя. Наличие гидродинамического и теплового входных участков также усложняет распределение скоростей течения.

Рассмотрим теперь процесс осаждения пленок при спиральном потоке в условиях смешанной естественной и вынужденной конвекций [43, 45]. Рассмотрение проводится для модельного прямоугольного реактора, что удобно для выполнения сравнения процессов ламинарного течения и вынужденной конвекции.

Предполагается, что в процессе участвует несжимаемая ньютоновская жидкость с постоянными физическими свойствами, за исключением плотности жидкости, которая учитывается в члене, описывающем подъемную силу. Если смешанное течение полностью стабилизировано, т. е.

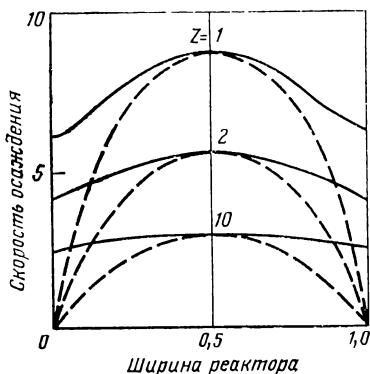


Рис. 1-5. Зависимость безразмерной скорости осаждения от относительной ширины рабочей зоны реактора для различных значений параметра Z .

$$\partial u / \partial z = 0; \quad \partial v / \partial z = 0; \quad \partial w / \partial z = 0, \quad (1-14)$$

то можно записать систему уравнений в безразмерной форме:

уравнения момента

$$\left. \begin{aligned} U \frac{\partial u}{\partial x} + V \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}; \\ U \frac{\partial v}{\partial x} + V \frac{\partial v}{\partial y} &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \text{Gr } T; \\ U \frac{\partial w}{\partial x} + V \frac{\partial w}{\partial y} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}; \end{aligned} \right\} \quad (1-15)$$

уравнение непрерывности

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial w}{\partial z} = 0; \quad (1-16)$$

уравнение энергии

$$U \frac{\partial T}{\partial x} + V \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{1}{\text{Gr}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (1-17)$$

и уравнение диффузии

$$U \frac{\partial c}{\partial x} + V \frac{\partial c}{\partial y} + W \frac{\partial c}{\partial z} = \frac{1}{\text{Sc}} \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right), \quad (1-18)$$

где $U=uH/\nu$, $V=vH/\nu$, $W=wH/\nu$ и $T=2(\theta-\theta_0)/(\theta_h-\theta_1)$, θ_h — температура верхней поверхности; θ_1 — температура нижней поверхности и θ_0 — средняя температура, равная $(\theta_h+\theta_1)/2$.

Граничными условиями для этой системы являются $U=V=W=0$, т. е. на всех поверхностях $T=1$ при $Y=0$ и $T=-1$ при $Y=1$; $\partial T/\partial x=0$ при $X=0$ и $X=B/H$; $C=1$ при $Z=0$, $C=0$ при $Y=0$; $\partial T/\partial Y=0$ при $Y=1$, $\partial c/\partial x=0$ при $X=0$ и $X=B/H$, $\partial c/\partial z=0$ при $Z=L/H$.

Уравнение, полученное из (1-15), известно как уравнение вихревого движения

$$U \frac{\partial \theta}{\partial x} + V \frac{\partial \theta}{\partial y} = \text{Gr} \frac{\partial T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2}; \quad (1-19)$$

где $Q=(\partial V/\partial x) - (\partial U/\partial y) = -\Delta^2 \varphi$ и φ — функция потока, определяемая равенствами $U=\partial \varphi/\partial y$ и $V=-\partial \varphi/\partial x$. Существуют численные решения этого уравнения, выполненные рядом авторов, для случая двумерной естественной конвекции [45].

На рис. 1-6 показано распределение осевой скорости по ширине прямоугольного реактора при $B/H=2$. Видно, что осевая скорость имеет наибольшую величину

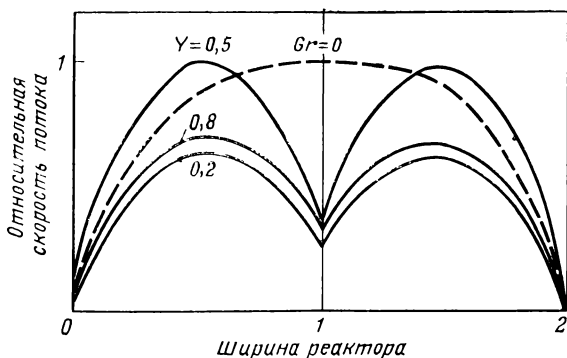


Рис. 1-6. Зависимость осевой скорости газового потока от безразмерной ширины реактора.

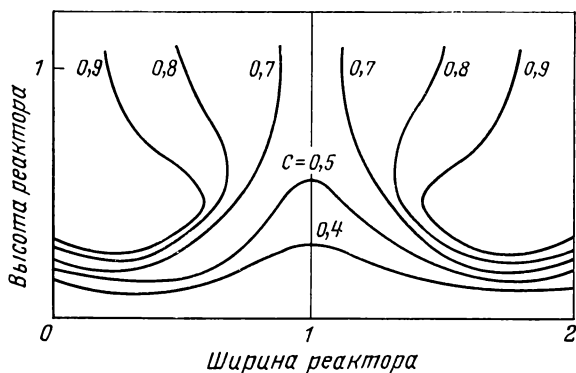


Рис. 1-7. Изоконцентрационные профили скоростей газового потока в реакторе.

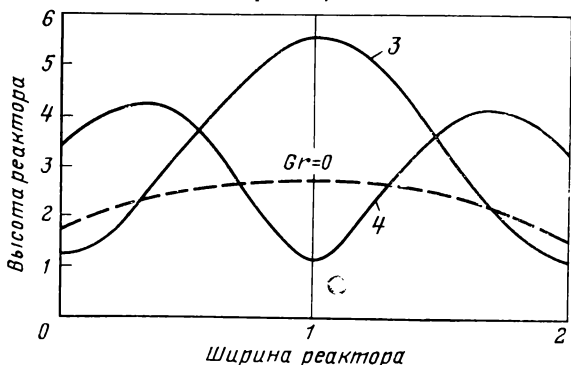


Рис. 1-8. Зависимость безразмерной скорости осаждения диэлектрика от характера движения газовых вихрей в реакторе для отрицательного (3) и положительного (4) направлений движения вихря.

в центре каждого вихревого потока, спроектированного на поперечное сечение реактора. Пунктирные линии соответствуют ламинарному течению.

На рис. 1-7 изображен контур изоконцентрационных профилей, полученных расчетным путем. При положительном направлении движения вихрей газ с меньшей концентрацией движется вверх от центра подложки, поэтому скорость массопереноса становится в ее центре минимальной.

На рис. 1-8,а приведены характеристики осаждения в виде безразмерной скорости массопереноса для трех типов газовых течений: ламинарного потока вынужденной конвекции и спиральных потоков смешанной конвекции при положительном и отрицательном направлениях движения вихрей.

Характеристики осаждения при смешанном течении имеют волнистую форму по сравнению с характеристиками при ламинарном потоке в случае вынужденной конвекции. Хотя при определенном числе Грасгофа существует однородное распределение скорости, по характеристикам осаждения для режимов течения, лежащих между ламинарным потоком в случае вынужденной конвекции и спиральным потоком с положительным направлением движения вихря в случае смешанной конвекции, можно сделать вывод, что контроль оптимальных условий осаждения пленки связан со значительными трудностями. При ламинарном течении в условиях вынужденной конвекции характеристики осаждения могут быть улучшены за счет использования прямоугольных реакторов с большими величинами отношения B/H из-за выравнивания распределения скорости по ширине. Создание ламинарного течения в условиях вынужденной конвекции в реакторе для химического осаждения из паровой фазы можно осуществить с достаточной эффективностью при работе с низкими давлениями.

Таким образом, решение полученных уравнений массопереноса позволяет при заданных технологических режимах осаждения пленки построить довольно точную картину газовых течений в реакторе и определить режимы роста пленки на подложке. Обобщение данного метода на случай газотранспортных реакций в реакторе произвольной формы представляет собой довольно сложную математическую задачу и здесь не рассматривается.

Рассмотренный выше метод использовался при получении пленок оксинитрида кремния (SiON). В зависимости от содержания кислорода и азота состав и свойства пленок оказываются близкими к пленкам SiO_2 или Si_3N_4 . Такие пленки представляют интерес при использовании в высокотемпературных устройствах, работающих при повышенных уровнях радиационного облучения [47]. Известно, например, что в пленках состава $\text{SiO}_{1,75}\text{N}_{0,25}$ не возникает термических напряжений в широком температурном интервале, тогда как пленки SiO_2 , осажденные из газовой фазы на кремний, испытывают сильные напряжения сжатия, а пленки Si_3N_4 — еще более сильные растягивающие напряжения. При эксплуатации пленок состава Si_2ON_2 при высоких уровнях радиационного излучения получены на несколько порядков более высокие характеристики, в то время как пленки SiO_2 при облучении накапливают положительный объемный заряд, а пленки Si_3N_4 захватывают преимущественно электроны, образующие ловушки в диэлектрике.

Пленки SiON удобно получать химическим осаждением из газовой фазы по реакции NO с парами SiH_4 . При использовании других окислов азота, например NO_2 или N_2O , химическая реакция протекает с образованием SiO_2 , тогда как полная застройка связей $\text{N}=\text{O}$ в кремнии осуществляется в атмосфере NO . Концентрацию азота можно изменять, варьируя состав газовой смеси $\text{NO}:\text{SiH}_4$, однако получить все составы между SiO_2 и Si_3N_4 таким способом не удастся. Так, при соотношении $\text{NO}:\text{SiH}_4=1$ состав диэлектрика близок к $\text{Si}_3\text{O}_3\text{N}_2$, а уменьшение отношения ведет к осаждению Si вследствие недостатка окислителя для взаимодействия со всем термически разложенным силаном. Для увеличения концентрации нитрида в SiON чаще всего используют смесь NH_3 с окислителем. К таким системам относятся $\text{SiH}_4-\text{N}_2\text{O}-\text{NH}_3$, $\text{SiH}_4-\text{CO}_2-\text{H}-\text{NH}_3$, $\text{SiH}_4-\text{NO}-\text{NH}_3$, $\text{SiH}_4-\text{O}_2-\text{NH}_3$, $\text{SiCl}_4-\text{CO}_2-\text{NH}_3$.

В [47] исследовались пленки SiON , полученные в системе $\text{SiH}_4-\text{NO}-\text{NH}_3$ с азотом в качестве несущего газа при концентрации NH_3 меньше 8%. Осаждение проводилось в вертикальной кварцевой трубе. Пластины кремния диаметром 2,5 см укреплялись на графитовом или кремниевом держателе, нагреваемом ВЧ-током. Реагирующие газы вводились через сопла, расположен-

ные коаксиально в верхней части трубы. Силан вводился в виде 3%-ной смеси с азотом, NO — 4% в азоте. Аммиак смешивался с потоком силана, концентрация NH_3 была меньше 8%. Полная скорость потока в реакционной камере составляла 1—3 дм³/мин, линейная скорость — около 3 см/с.

Состав пленки SiON определялся методом электронного микрозондового анализа, а также путем эллипсометрического измерения показателя преломления на длине волны 546 нм. В системе SiH_4 —NO— NH_3 могут быть получены все составы между SiO_2 и Si_3N_4 . При осаждении пленок концентрации всех реагирующих газов изменялись независимо, но отношение NH_3/SiH_4 всегда было больше 20 во избежание осаждения чистого кремния. Скорость осаждения зависит только от концентрации SiH_4 , тогда как состав пленки определяется отношением NH_3/NO .

Для определения структуры пленок снимались ИК-спектры в области 4000—250 см⁻¹. В спектрах поглощения имелась полоса, положение которой монотонно изменялось в интервале от 450⁻¹ (SiO_2) до 485 см⁻¹ (Si_3N_4) с изменением состава, кроме того имелось слабое поглощение в области 3360—3390 см⁻¹ и 1200 см⁻¹. Наличие одной уширенной полосы в спектрах пленок SiON вместо отдельных полос для Si—O и Si—N связей дает основание считать SiON неорганическим полимером, а не простой смесью SiO_2 и Si_3N_4 . При одном и том же составе и показателе преломления пленки, полученные в системе NO— SiH_4 , имели полосу поглощения, сдвинутую в сторону больших частот по сравнению с пленками, полученными в системе NH_3 —NO— SiH_4 . Это различие можно связать с различием в структуре пленок, полученных разными методами. Возможно, что в присутствии NH_3 в состав пленки входит частично водород. О различии структур пленок свидетельствует также различная скорость их травления в буферном растворе $\text{HF}=(7:1)$. При $n=1,6$ скорость травления пленок, осажденных в системе NO— SiH_4 , больше чем в 2 раза превышала скорость травления пленок, выращенных в NH_3 . При переходе от SiO_2 к Si_3N_4 скорость травления уменьшалась в 10 раз.

Напряжения в пленках определялись путем осаждения тонкой зеркальной эластичной пленки Si и интерферометрического измерения кривизны. Пленки Si_3N_4 и

SiON с большой концентрацией азота испытывали растягивающие напряжения, причем в пленках, выращенных в среде NO—SiH₄, напряжение было значительно меньше. Исследование дрейфа ионов Na⁺ в электрическом поле при низких температурах показало, что механизм этого дрейфа отличен от механизма высокотемпературной диффузии. В образцах с быстрой высокотемпературной диффузией не происходило проникновения Na⁺ из поверхностного слоя в глубь пленки даже при температуре 160°C и поле $1,6 \cdot 10^6$ В/см в течение 2 ч.

Наибольшей радиационной стойкостью обладали пленки с составом, близким к Si₂ON₂ ($n \sim 1.77$). Эти пленки выдерживали дозы в несколько миллирадиан. В поле радиации не возникало нестабильностей смещения до $3 \cdot 10^5$ В/см для отрицательного смещения и до $1,5 \cdot 10^6$ В/см для положительного смещения. Плотность состояний на межфазной границе после отжига в водороде была равна около $8 \cdot 10^{10}$ см⁻² вблизи середины запрещенной зоны и возрастала лишь до $\sim 10^{11}$ после облучения при смещении.

Электрические измерения проводились, главным образом, на пленках с показателем преломления $n = 1,72 \div 1,80$ из области составов, устойчивых к радиации. Свойства пленок SiON (диэлектрическая проницаемость, проводимость) были обычно промежуточны между SiO₂ и Si₃N₄. Для изучения МОП-структур пленки SiON толщиной 0,25—0,3 мкм осаждались на эпитаксиальных слоях кремния *n*- и *p*-типов с сопротивлением около 50 Ом·см, выращенных на <111>-подложках с сопротивлением 0,01 Ом·см. Если поверхность кремния готовилась обычным образом (травилась в HF, промывалась водой), получались структуры с большим поверхностным зарядом $N_{FC} = (2 \div 3) \cdot 10^{12}$ см⁻² и высокой плотностью состояний при границе раздела $N_{ss} \sim 10^{12}$ см⁻². Лучшие результаты получались при обработке кремния перед осаждением смесью NH₄OH и H₂O₂ с pH=9. N_{FC} снижалось до $2 \cdot 10^{12}$, а N_{ss} после отжига пленок в водороде при 500°C становилось меньше 10^{11} .

В работе [48] описан высокопроизводительный метод получения пленок Si₃N₄ для полевых приборов посредством пиролиза тетрахлорида кремния в атмосфере аммиака. За один рабочий цикл удается получить 120 подложек с ИС, метод удобен при получении полевых транзисторов и при изоляции биполярных приборов.

Пленки Si_3N_4 получают аморфными с показателем преломления 1,95. Плотность состояний на границе $\text{Si}-\text{Si}_3\text{N}_4$ не превышает 10^{12} см^{-2} . Для измерения толщины пленки в процессе ее осаждения предложен метод измерения, основанный на интерференции монохроматического излучения лазера. В работе [49] для этой цели использовался УФ-источник с длиной когерентного излучения 253,7 Нм. Переход от ИК- к УФ-диапазону позволяет расширить предел измеряемых толщин диэлектриков в сторону нулевых значений (до 5 Нм). Оптические свойства пленок Si_3N_4 , полученные газотранспортным методом, подробно исследовались в работе [50].

Для высокотемпературных интегральных схем были предприняты попытки синтезировать диэлектрические пленки смесей окислов и нитридов кремния [51, 52]. Методом газотранспортных реакций при повышенных температурах (выше 900°C) удается при пиролизе паров SiH_4 в атмосфере аммиака и сильного окислителя (пары NO) получать однородные и плотные аморфные пленки с составом $\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$. Такие пленки оказываются работоспособными при температурах до 600°C [51]. Тот же процесс, но в атмосфере чистого кислорода был использован в работе [52] для получения пленок оксинитридов на кремнии. Такие диэлектрики хорошо выдерживают повышенные уровни радиационного облучения и высокие температуры. Свойства пленок зависят от стехиометрии и состава оксида и нитрида кремния.

Технологические процессы получения аморфных пленок GeO_2 для полевых приборов подробно описаны в работах [53—57]. Предпочтение отдается термическому окислению (в случае германиевой подложки) или газотранспортным методам осаждения пленок. Недостатком является диспропорционирование оксида с выделением избыточного Ge при температурах выше 600°C [53]. При температуре выше $250-300^\circ\text{C}$ у аморфных пленок GeO_2 наблюдаются необратимые структурные изменения и частичная рекристаллизация [55, 56]. Поликристаллические пленки GeO_2 , полученные катодным реактивным распылением [56], оказываются термически более стойкими, чем при обычном окислении чистого Ge . Энергия активации рекристаллизационного отжига у таких пленок превышает 0,1 эВ [57]. Наиболее значительные структурные изменения происходят при температуре выше 375°C , а при 700°C выпадает чистый германий.

Катодное распыление. При нанесении тонких диэлектрических пленок катодным распылением подложка, на которую осаждается пленка, подвергается существенному нагреву, вызванному большой энергией, рассеиваемой при проведении процесса. При низких скоростях осаждения такой нагрев может улучшать некоторые параметры пленки (например, адгезию, кристаллическую структуру, электрические свойства диэлектрика и др.). При высоких скоростях осаждения температура подложки возрастает выше уровня, при котором могут быть получены качественные пленки. Если подводимая энергия столь высока, что приводит к чрезмерному повышению температуры подложки, осажденные пленки могут обладать нежелательной кристаллической структурой, чрезмерно большими размерами зерен, вступать в химическую реакцию с подложкой, обладать плохими электрическими свойствами и даже низкой скоростью роста. Максимальная скорость осаждения при распылении обычно ограничена наибольшей температурой подложки, допустимой для данной системы пленка — подложка.

Механизм нагрева подложки включает электронную бомбардировку, ионно-электронную рекомбинацию и излучение тепла горячими распыляемыми мишенями и арматурой. Нагрев электронной бомбардировкой и рекомбинацией зависит от формы распыляемых мишеней и подложек, которые обычно представляют собой группу параллельных пластин. При такой конфигурации сильное электрическое поле крутоса темного пространства создает поток быстрых электронов, направленных к подложке. Если подложки имеют потенциал анода, то их нагрев происходит вследствие электронной бомбардировки, причем на подложки поступает значительная часть анодного тока. Если же подложки электрически изолированы от анода, то из-за падающего на них мощного потока электронов они приобретают отрицательный потенциал автосмещения, что вызывает увеличение интенсивности ионно-электронной рекомбинации. Таким образом, во время процесса распыления в установке с взаимно параллельными подложками и катодными мишенями наблюдается сильный нагрев подложек, зависящий от геометрии системы катод — подложка.

Нагрев подложек излучением тепла с неохлаждаемых распыляемых мишеней может быть исключен

охлаждением катода. Однако при проведении распыления эффективное охлаждение катодов, выполненных в форме больших пластин, представляет собой трудную техническую задачу. На практике трудности возникают, когда полная рассеиваемая энергия достаточно высока

(например, выше 5 кВт), а также если материал катода является дорогостоящим или с большим трудом обрабатывается и сваривается.

Рассмотрим относительно перспективный метод распыления на переменном токе, который благодаря сведению к минимуму нагрева подложки допускает значительное увеличение скорости осаждения пленок бета-тантала, используемых для изготовления конденсаторов. Описанный метод пригоден и для осаждения пленок металл-диэлектрических смесей и сплавов заданного состава [58].

Распыляемый катод или мишень состоит из горизонтального ряда параллельных трубчатых элементов, изготовленных из осаждаемого материала. Плоскость, в ко-

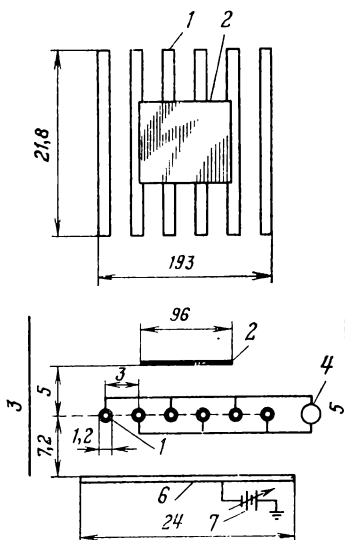


Рис. 1-9. Принципиальная конструкция системы распыления тугоплавких металлов.

1 — катодная трубка; 2 — подложка; 3 — задняя сторона камеры; 4 — источник переменного тока; 5 — передняя сторона камеры; 6 — электросмещения; 7 — источник постоянного тока. Масштаб 1 : 2,5.

торой расположены все элементы, параллельна поверхности подложки. Схематический чертеж системы распыления, включающий в себя шесть равноудаленных трубчатых элементов и подложку, расположенную над этим рядом, приведен на рис. 1-9. Электроды через один электрически соединены между собой. Напряжение источника питания распылительной установки прикладывается между образовавшимися таким образом двумя группами электродов.

Все трубчатые элементы электрически изолированы от камеры распыления. Принципиальная конструкция таких вводов показана на рис. 1-10. Расстояние между

катодными экранами определяет активную длину трубки при распылении. Распылению в различные полупериоды приложенного напряжения однофазного высоковольтного трансформатора подвергаются четные или нечетные стержни. При этом каждый элемент попеременно является катодом или анодом. Ток электронов на анод и несколько меньший ток ионов на катод собираются трубчатыми элементами мишени. В отличие от плоских распыляемых мишеней в данном случае свободные электроны практически не ускоряются к под-

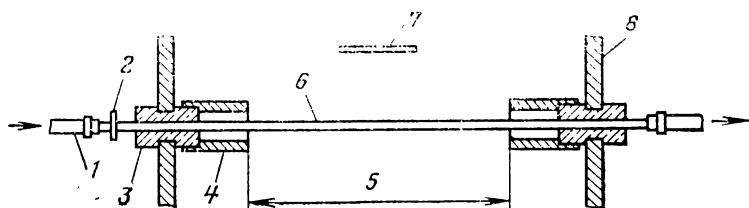


Рис. 1-10. Конструкция катодного элемента и его выводов.

1 — шланг для охлаждающей воды; 2 — электрический разъем; 3 — изолятор и уплотнение; 4 — катодный экран; 5 — активная длина распыления; 6 — катодная трубка; 7 — подложка; 8 — металлический экран камеры.

ложке, так как сильное электрическое поле, обусловленное переменным напряжением на стержнях, направлено параллельно подложке. Анодный электронный ток не поступает на подложку даже в том случае, если для удобства подложка заземлена вместе с металлическими стенками камеры и арматурой. Электроды мишени охлаждаются циркулирующей внутри них деионизированной водой. В результате этого, по существу, устранены два основных источника нагрева подложки, а именно электронная бомбардировка и тепловое излучение.

Можно считать, что при использовании описанного метода ионноэлектронная рекомбинация является преобладающим источником нагрева подложки. Дальнейшее снижение нагрева может быть достигнуто лишь подавлением ионно-электронной рекомбинации, например, с помощью наложения магнитного поля, оптимизации расстояния катод — подложка или использования внешнего электрического поля.

Авторами книги использовался последний метод для получения пленок тантала. В соответствии с этим на распыляющее переменное электрическое поле накла-

дывалось постоянное поперечное электрическое поле, создаваемое электродом поля смещения. Между электродом поля смещения (—) и металлическими стенками разрядной камеры (+) прикладывалось регулируемое постоянное напряжение. Подача на электрод поля смещения потенциала —200 В при неизменном распыляющем напряжении и давлении в камере приводила к увеличению распыляющего переменного тока на 50—60%. Постоянное поле смещения увеличивало длину пути

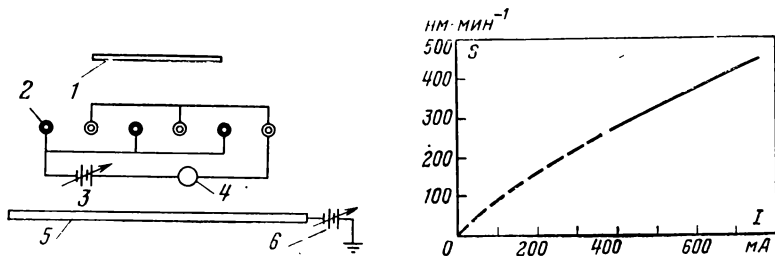


Рис. 1-11. Принципиальная схема осаждения пленок тугоплавких сплавов.

1 — подложка; 2 — катодная трубка; 3 — источник постоянного тока; 4 — источник переменного тока; 5 — полевой электрод смещения; 6 — источник поля смещения.

Рис. 1-12. Зависимость величины катодного потока от скорости осаждения пленки.

электронов, движущихся от катода к аноду, и тем самым повышало степень ионизации распыляющего газа.

Пленки β -тантала широко используются как основной материал при изготовлении высококачественных тонкопленочных конденсаторов. Для их нанесения использовалась металлическая камера с системой откачки, состоящей из механического насоса и масляного диффузионного насоса с охлаждаемым отражателем. Метод крепления катодной системы для получения пленок окиси тантала для тонкопленочных конденсаторов показан на рис. 1-11. Катодный ряд эквивалентен прямоугольной пластине. Охлаждение катодных элементов осуществлялось деионизованной водой, которая в свою очередь охлаждалась обычной водой в трубчатом теплообменнике. Распыление проводилось в атмосфере чистого аргона, пропускавшегося перед напылением через специальный шлюз, предотвращавший попадание атмо-

сферы или газовых примесей на свеженапыленную пленку тантала, находящуюся внутри реакционной камеры. Зависимость скорости осаждения пленки β -тантала на сапфире от катодного тока при потенциале поля смещения —200 В и распыляющем напряжении 5 кВ приведена на рис. 1-12.

Из рисунка следует, что скорость осаждения пленки почти линейно увеличивается с ростом катодного тока в полном соответствии с тем, что обычно наблюдается при распылении на постоянном токе. Влияние поля смещения на катодный ток при распыляющем напряжении 5 кВ и давлении распыляющего газа $5 \cdot 10^{-2}$ Па показано на рис. 1-13.

Видно, что изменение потенциала поля смещения от 0 до —200 В вызывает увеличение распыляющего тока более чем на 50% (от 375 до 580 мА). Дальнейший рост отрицательного потенциала смещения вызывает лишь небольшое изменение катодного тока.

Таким образом, внешнее поле смещения оказывает влияние на температуру подложки во время распыления. Температура подложки контролировалась тонкопленочной термопарой в керамической оболочке.

Полученные при проведении описанного процесса пленки обладали удельным электрическим сопротивлением и температурным коэффициентом удельного электрического сопротивления, типичным для пленок, осажденных при распылении на постоянном токе. Измерения дифракции рентгеновских лучей показали, что кристаллическая структура пленок, полученных распылением на переменном токе, идентична структуре пленок, полученных при распылении на постоянном токе.

Осажденные описанным способом пленки β -тантала использовались для изготовления тонкопленочных конденсаторов. Было обнаружено, что при скоростях осаж-

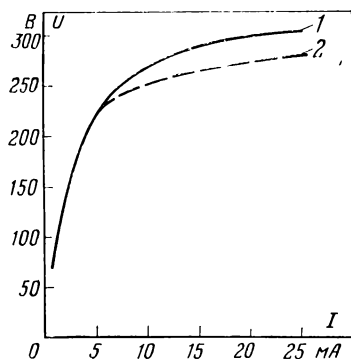


Рис. 1-13. Зависимость потенциала поля смещения от величины распыляющего тока при температуре, °С.

1 — 20; 2 — 200.

дения 45 нМ/мин могут быть получены высококачественные конденсаторные пленки. Указанная скорость приблизительно в 2 раза превышает максимально допустимую скорость осаждения для пленок аналогичного качества, наносимых распылением на постоянном токе. Описанным методом может производиться осаждение пленок различных диэлектриков, металлов или сплавов. Благодаря использованию отдельных катодных элементов конфигурация катодной системы может быть приспособлена для самых различных применений. Так, например, для осаждения на цилиндрические подложки может быть использована катодная система, окружающая подложку и состоящая из трубок, параллельных образующей цилиндра. Пленка может осаждаться одновременно на обе стороны плоской подложки; при этом не возникает проблемы электрического взаимодействия, встречающейся при использовании на постоянном токе двух плоских обращенных друг к другу катодных мишеней. Катодная система с трубками, расположенными в шахматном порядке, позволяет осаждать пленки сплава с обогащением компонентом трубок, находящихся ближе к подложке. Таким образом, состав пленок, полученных из сплава, может регулироваться как подбором конфигурации катодной системы, так и изменением электрического поля катодного смещения. Возможно также достижение положительного эффекта путем разделения на секции электрода поля смещения.

Описанный процесс существенно снижает нагрев подложки благодаря использованию анодов и такой катодно-анодной геометрии, при которой распыляющее электрическое поле направлено параллельно поверхности подложки; трубчатая конфигурация распыляющихся элементов также позволяет обеспечить высокоэффективное охлаждение катода.

Использование электрода поля смещения приводит к увеличению гибкости управления процессом благодаря воздействию на степень ионизации распыляющего газа. В широком диапазоне условий распыления электрод поля смещения обеспечивает независимый выбор распыляющего напряжения, тока и давления в камере.

Известно также, что при катодном распылении в плазме разряда имеются атомы или молекулы химического соединения материала катода. Рост пленок на подложке начинается с образования «зародышей» на потенци-

альных ямах поверхности подложки. Дальнейшее напыление ведет к перекрытию всей поверхности подложки и образованию однородной структуры пленки, после чего процесс повторяется.

Так, экспериментальная проверка периодичности роста пленки проводилась авторами книги на примере TiO_2 при напылении титана в среде чистого осушенного кислорода при давлении $8 \cdot 10^{-1}$ Па. Подложка из кварца располагалась вблизи области темного пространства. Толщина пленки определялась интерферометром с погрешностью, меньшей 2 нМ, масса пленки регистрировалась с помощью микровесов с точностью до 10^{-6} г. При этом средняя плотность пленки могла определяться с точностью, лежащей в пределах 5—10%.

Было обнаружено, что плотность напыляемой пленки периодически превышает плотность рутила, принятую за 100%. Существование сверхплотной пленки, обнаруженное экспериментально, можно объяснить наличием систематических ошибок при измерении массы и толщины. Кроме того, это явление можно объяснить замещением вакансий кислорода, а также локальным сжатием решетки.

Полученные результаты подтверждают наличие периодической анизотропии у пленок TiO_2 , полученных катодным распылением. Данные о периодическом росте толщины пленки соответствуют периодическому изменению ее диэлектрических и оптических свойств.

Ионное легирование. В последние годы заметно расширилось применение метода ионного внедрения в полупроводниковой технике благодаря его специфическим преимуществам в производстве интегральных схем. Во многих случаях легирующие ионы внедряются через слой SiO_2 , термически выращенный на поверхности кремневой подложки. Если толщина пленки SiO_2 будет достаточно велика, то легирующие ионы не достигнут поверхности кремния, поэтому пленки SiO_2 могут использоваться в качестве защитных масок. В настоящее время имеется еще мало информации по внедрению ионов через пассивирующие слои. Ниже исследуется удельное сопротивление слоев кремния после внедрения в них ионов бора через пленку SiO_2 с широким спектром энергий ионов для пленок SiO_2 различной толщины.

Использовались пластины кремния *n*-типа с удельным сопротивлением 3 Ом·см, имеющие кристаллогра-

фическую ориентацию $\langle 100 \rangle$. После обычных процедур очистки на них была получена термическая пленка SiO_2 толщиной 1 мкм. Затем образцы травились и пленка SiO_2 утоньшалась. Использовались потоки ионов бора плотностью от 0,1 мкА/см² при энергии 40 кэВ до 0,3 мкА/см² при энергии 120 кэВ. Энергия ионов определялась с точностью $\pm 5\%$. Пластины кремния были расположены перпендикулярно падающему пучку ионов и имели в процессе внедрения ионов температуру 70°C. Отжиг образцов проводился в атмосфере азота в течение 15 мин. Холловские измерения проводились методом Ван-Дер-Пау. Получены кривые зависимости удельного сопротивления в слоях кремния от температуры отжига после внедрения в них ионов бора с энергией 40 и 100 кэВ дозами 10^{14} ионов/см². Внедрение ионов проводилось как через пленку SiO_2 толщиной 0,1 мкм, так и в ее отсутствие. Найдено, что для каждой из двух энергий ионов нет значительного различия в ходе кривых, полученных для образцов с пленкой SiO_2 и без нее. Поэтому имеется возможность использовать одну температуру отжига для изучения изменения удельного сопротивления в слоях в зависимости от значений технологических параметров. Для изучения влияния толщины SiO_2 на удельное сопротивление кремния были выбраны следующие потоки ионов: 10^{13} , 10^{14} и 10^{15} ионов/см² с энергией от 70 до 75 кэВ. Отжиг образцов после внедрения ионов проводился при температурах 925 и 525°C, представляющих интерес для МОП-техники. Было найдено, что удельное сопротивление кремния для пленок SiO_2 толщиной от 0 до 0,05 мкм резко изменяется. Этот факт объясняется каналированием ионов. Для случая внедрения ионов бора дозой 10^{14} ионов/см² с энергией 70 кэВ получена прямая зависимость удельного сопротивления кремния от толщины поверхностной пленки SiO_2 при температуре отжига 525°C. Полученные результаты подтверждают, что тормозящая способность пленок SiO_2 приблизительно на 10% меньше теоретической. Маскирующие свойства пленки SiO_2 могут быть определены при измерении доли дозы ионов бора, достигшей кремния. Авторами были получены номограммы непосредственного определения толщины пленки SiO_2 , необходимой для эффективного маскирования или легирования через пассивирующий слой при различных энергиях ионов бора.

В работе [59] изучались эффекты бомбардировки ионами азота, бора и алюминия кристаллов гексагонального 6Н-карбида кремния как нелегированных, бесцветных образцов, обладавших обычно высоким сопротивлением и дырочным типом проводимости, так и легированных азотом кристаллов *n*-типа, имевших зеленую окраску и содержавших концентрацию носителей $1 \cdot 10^8$ — $5 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Энергия ионов не превышала 60 кэВ. При бомбардировке ионами азота и бора пучок частиц был направлен параллельно *C*-оси образцов, при бомбардировке ионами алюминия угол между пучком и этой осью составлял 7 и 12°. Для отжига радиационных дефектов применялся нагрев в инертной атмосфере при температурах 400—1400°C. Исследование профиля распределения внедренных ионов до и после отжига проводилось на ионном анализаторе «Камека IMS-300» путем последовательного травления поверхности SiC ионами кислорода с энергией 10 кэВ. Изучались также спектры пропускания облученных образцов.

Ионами азота бомбардировались нелегированные бесцветные образцы SiC, которые представляют собой удобный объект для изучения поведения этой донорной примеси в карбиде кремния. (Известно, что легированные азотом кристаллы SiC имеют характерную окраску из-за поглощения на длинах волн около 0,62 и 0,42 мкм.) Изучалось поглощение в диапазоне длин волн 0,35—2,6 мкм в зависимости от дозы облучения и последующего отжига.

Обнаружено, что бомбардировка вызывает появление «хвоста» поглощения вблизи края основной полосы тем более сильного, чем выше доза облучения. Такое бесструктурное поглощение простирается вплоть до 2 мкм. Кроме того, наблюдается слабый сдвиг края основной полосы в сторону меньших энергий. Однако на разных длинах волн поглощение по-разному зависит от дозы облучения. Вблизи края основной полосы (например, для длин волн 0,43 и 0,5 мкм) поглощение быстро растет с увеличением дозы от 10^{14} до $1,3 \cdot 10^{15}$ см⁻², а при больших дозах (порядка 10^{17} см⁻²) несколько убывает. В то же время на длине волны 1 мкм поглощение монотонно возрастает во всем указанном диапазоне доз.

Измерения поглощения показали, что после нагрева при температуре 550°C большинство радиационных дефектов отжигается. Это замечено на образцах, облучав-

шихся дозами $6,6 \cdot 10^{14}$ и $2,5 \cdot 10^{17}$ см⁻². В первом из них практически полный отжиг дефектов наблюдался после нагрева при 1000°C. Во втором дефекты обнаруживались даже после термообработки при 1400°C. Однако ни имплантация сама по себе, ни последующий отжиг не привели к появлению поглощения, характерного для случая, когда атомы замещают углерод в решетке кристаллов SiC.

Напомним, что образцы SiC, легированные азотом в процессе выращивания, имеют зеленую окраску, что обусловлено присутствием азота в углеродных узлах решетки кремния. Непосредственно после облучения ионами азота образцы были бурого цвета. После отжига при 1400°C тот из них, который был облучен меньшей дозой, стал бесцветным, как и исходные кристаллы. В образце, облучавшемся большей дозой, после такого нагрева были заметны островки слабой бурой окраски.

Измерения типа проводимости показали, что после нагрева до 1400°C происходит конверсия типа проводимости (термозонд показывает слабый *n*-тип). После отжига при 1400°C образцы обладали резко выраженной электронной проводимостью.

При определении профиля распределения ионов азота измерялись концентрации двух групп ионов $^{14}\text{N}^{16}\text{O}$ и $^{28}\text{Si}^{14}\text{N}$. Это делалось для того, чтобы различить ионы N^+ и CO^{++} . Типичные профили для облученных неотожженного и отожденного образцов показаны на рис. 1-14, где по оси ординат отложен относительный ток детектора, регистрировавшего ионы $^{28}\text{Si}^{14}\text{N}$ (за единицу измерения принята величина тока, соответствующая максимальной концентрации ионов), а по оси абсцисс — расстояние от поверхности кристалла, отсчитанное в 10^{-10} м. Сплошными кривыми обозначено теоретическое распределение, точки соответствуют экспериментальным значениям. Доза облучения составляла $6,6 \cdot 10^{16}$ см⁻², температура отжига равнялась 1400°C.

Из рисунка видно, что после имплантации ионов азота наблюдается уменьшение концентрации ионов от поверхности до глубины 20—30 нм, а затем рост концентрации. В неотожженном образце экспериментально определенная глубина залегания пика концентрации на 15% превосходит теоретическую, а экспериментальный разброс на 28% больше теоретического. Отжиг приводит к сдвигу пика на 25 нм в сторону поверхности.

Облучение дозой $3,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ заметно меняет профиль распределения. В этом случае ионный ток регистрировался по ионам $^{14}\text{N}^{16}\text{O}$. Отжиг, как и в предыдущем случае, проводился при температуре 1400°C . Рост дозы облучения приводил к заметному сдвигу максимума распределения к поверхности кристалла и уширению кривой (в точке максимума ширина на половине высоты возросла на 20%).

Ионами бора облучались преимущественно образцы, легированные азотом и имевшие электронную проводимость. Энергия ионов составляла 30 и 60 кэВ, образцы облучались до получения величин концентраций в пике

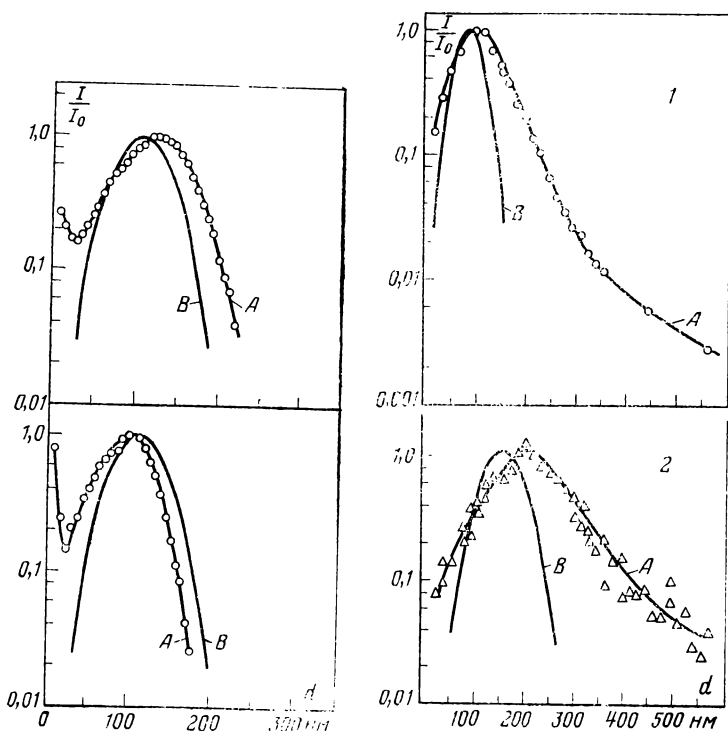


Рис. 1-14. Профили легирования для свежеприготовленных (1) и отожженных (2) образцов.

A — эксперимент; B — теория. По оси ординат отложен нормированный ток I/I_0 детектора.

Рис. 1-15. Профили легирования ионами бора кристаллов SiC для свежеприготовленных (1) и отожженных (2) образцов.

распределения от $1 \cdot 10^{17}$ до $4,8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. При концентрации в пике около 10^{19} см^{-3} и выше визуально обнаруживались радиационные повреждения поверхности образцов. На рис. 1-15 показаны характерные профили распределения бора в SiC. По оси абсцисс отложено расстояние в 10^{-10} м , по оси ординат — относительная величина ионного тока, обусловленного ионами $^{11}\text{В}$. Верхняя часть рисунка соответствует энергии ионов 30 кэВ и дозе $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, нижняя — энергии 60 кэВ и дозе $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Сплошные кривые получены по теории Линдхарда, точками показаны экспериментальные значения. Видно, что экспериментальные кривые лишь качественно согласуются с предсказаниями теории: теоретическая глубина залегания пика на 20% меньше распределения на половине высоты в точке максимума, меньше экспериментального примерно на 40%. Частично такое расхождение может быть связано с существенным различием атомных номеров и масс элементов, составляющих мишень (^{28}Si и ^{12}C). Сдвиг профиля в глубь кристалла может быть связан с эффектами каналирования и радиационно-стимулированной диффузии.

Ионами алюминия облучались также кристаллы *n*-типа. Доза облучения составляла $2 \cdot 10^{11}$ — $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Обнаружено, что после бомбардировки дозой $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и выше облученные кристаллы становились темнокоричневыми (как и после бомбардировки аналогичных образцов ионами бора и азота). Этот эффект исчезал после отжига при 1400°C . После такого отжига образцы, облученные дозой $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, обладали дырочной проводимостью. Профиль распределения внедренных ионов алюминия в неотожженных и отожженных образцах показан на рис. 1-16 и 1-17 соответственно. Отжиг проводился в течение 15 мин при 1400°C . На этих графиках по оси абсцисс отложено расстояние от поверхности кристаллов в нм, а по оси ординат — относительная величина тока детектора, регистрировавшего ионы ^{27}Al . Представлены данные для образцов, облученных дозами $5 \cdot 10^{15}$, $5 \cdot 10^{14}$ и $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Точками обозначены экспериментальные значения, сплошными кривыми показан расчетный профиль по теории Линдхарда.

Общее явление, сопровождающее облучение ионами азота, бора и алюминия, состоит в том, что на поверхности SiC образуется разупорядоченный слой. Отжиг при 1400°C уничтожает радиационные повреждения и

возвращает кристаллам характерную для необлученного SiC люминисценцию при 77 К (это не относится лишь к образцам, облученным очень большими дозами). Бомбардировка азотом SiC *p*-типа и последующий отжиг приводят к появлению слоев с электронной проводимостью. В то же время бомбардировка ионами алюминия позволяет получать слои *p*-типа в электронных образцах SiC. Эти результаты представляют практический интерес, так как открывают возможность создания электронно-дырочных переходов в пленочных и массивных образцах карбида кремния [59].

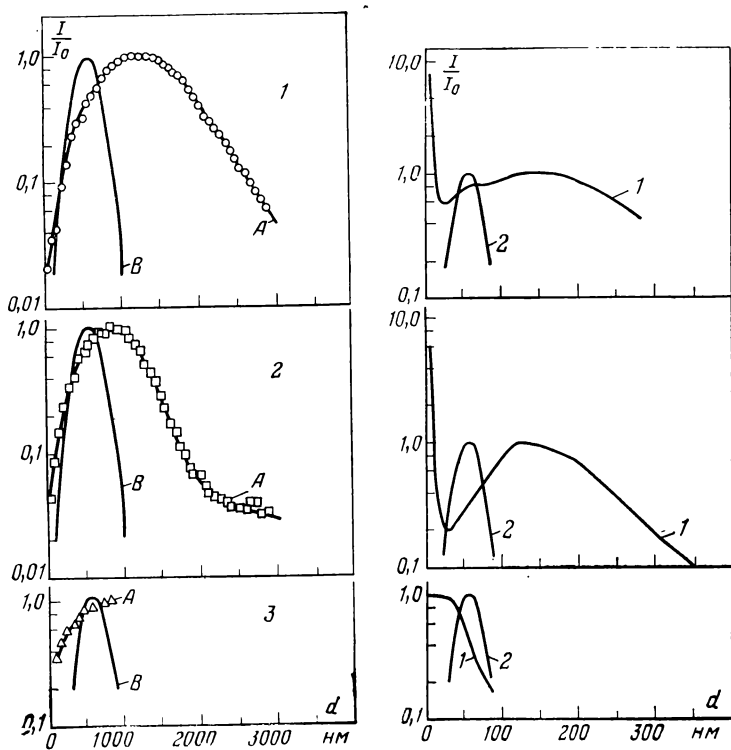


Рис. 1-16. Профили распределения ионов Al в свежеприготовленных кристаллах SiC при различных дозах ионного облучения. Обозначения аналогичны рис. 1-14.

Рис. 1-17. Профили распределения ионов Al в отожженных образцах SiC.

1 — эксперимент; 2 — теория.

Гибридные методы. Рассмотрим некоторые гибридные методы получения и использования диэлектрических пленок в современных приборах.

Известно, что у полевых транзисторных переключателей в качестве затвора используется двойной диэлектрический слой нитрида и окисла кремния. Тонкий слой окисла обычно получают в потоке кислорода или водяного пара при температурах 600—700°C. Сравнительно недавно был опробован новый метод выращивания сверхтонких слоев окисла (до 1—2 нм) с помощью обработки поверхности кремния в азотной кислоте [60].

Лучшим методом очистки поверхности перед окислением авторы работы [60] считают газовое травление в $\text{H}_2 + \text{HCl}$ при температуре 1200°C, толщина остаточной пленки после очистки на поверхности кремния при этом не превышает 0,4—0,6 нм. Рекомендуется проводить окисление в кислоте электронной чистоты с концентрацией до 68% HNO_3 .

Толщина окисла, полученного этим методом, изменялась в функции времени окисления согласно следующей эмпирической зависимости:

$$x^{-1} = A + B \ln t \quad \text{или} \quad x^{-1} = x_0 \ln(t_0/t), \quad (1-20)$$

где x — толщина окисла, t — время окисления; A , B , x_0 — и t_0 — константы установки окисления. На рис. 1-18 приведены соответствующие зависимости толщины окисла от времени при окислении в 100%-ной азотной кислоте при четырех различных значениях температуры. Видно, что увеличение температуры не изменяет наклона прямых, но приводит к уменьшению постоянной окисления t_0 . С другой стороны, это приводит к увеличению ско-

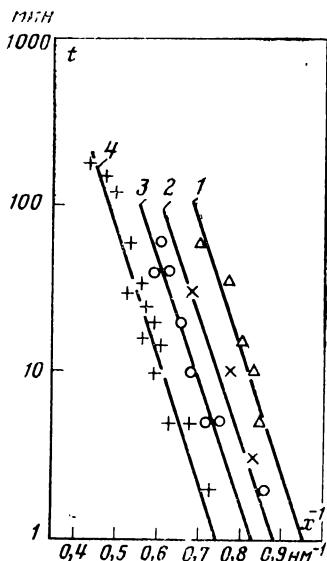


Рис. 1-18. Зависимость толщины пленки SiO_2 от времени окисления в 100%-ной HNO_3 при различной температуре окислителя, °C.

1 — 20; 2 — 50; 3 — 75; 4 — 110.

нялась в функции времени окисления согласно следующей эмпирической зависимости:

рости окисления P_0 , которая оказывается пропорциональной t^{-1} , т. е.

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \cdot t^{-1} \quad (1-21)$$

Величина энергии активации процесса окисления, определенная из (1-21), составляла 0,39 эВ.

На рис. 1-19 показаны зависимости толщины пленки окисла от времени окисления в азотной кислоте различной концентрации при температуре 1100°C. Видно, что

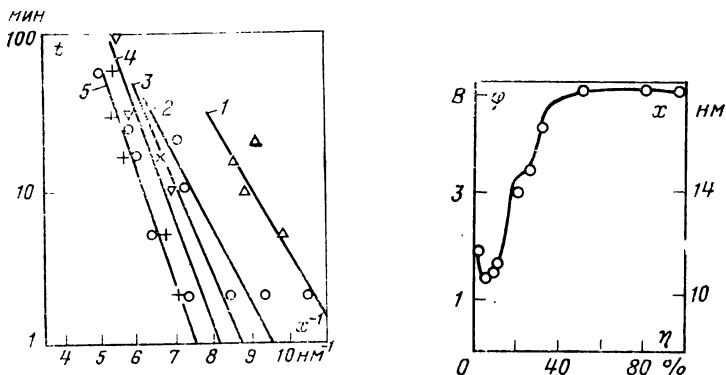


Рис. 1-19. Зависимость толщины пленки SiO_2 от времени окисления при различной концентрации HNO_3 , %.
1 — 0,1; 2 — 10; 3 — 20; 4 — 33; 5 — 70.

Рис. 1-20. Зависимость величины электродного потенциала кремния от концентрации окислителя.

рост концентрации кислоты от 0 до 50% сопровождается увеличением скорости окисления, хотя при более высоких концентрациях эта зависимость практически отсутствует. Удельное сопротивление и тип проводимости подложки также не оказывают существенного влияния на скорость окисления. Заметим, что рассчитанное значение константы x_0 из рис. 1-19 составляет 18 нм и при этом принимается равным

$$x_0 = qaU/kT, \quad (1-22)$$

где q — заряд электрона; U — напряжение между подложкой и электролитом; a — расстояние между узлом решетки кремния на поверхности и ближайшим узлом

кремния в окисле. Характерно, что для типовых значений $U=0,5$ В (в концентрированной азотной кислоте) параметр $a=0,3$ нм.

Измерения кремниевого электродного потенциала по отношению к эталонному в зависимости от величины концентрации кислоты показаны на рис. 1-20. Характерно, что изменение потенциала U приводит к соответствующему изменению наклона кривых на рис. 1-19, видно также, что в диапазоне концентраций до 50% U и x_0 увеличиваются с ростом концентрации раствора, но остаются практически неизменными при более высоких значениях концентраций вплоть до 100%. При осаждении второго диэлектрика, например нанесении пленки Si_3N_4 пиролизом силана и аммиака в атмосфере азота при температурах 700—900°C, процесс сопровождается уменьшением эффективной толщины окисла на 15—20%. Полученные результаты объясняются переходом молекул воды из окислительного раствора в структуру окисла при его росте. Однако окисел можно «высушить» при нагреве до 100°C, хотя при более высоком нагреве происходит изменение его структуры, сопровождающееся формированием плотного и более упорядоченного окисла, аналогичного герметически выращенному слою при высоких температурах [60].

Быстродействие транзисторов со структурой МНОП увеличивается с уменьшением толщины окисла. В настоящее время можно выращивать слои толщиной до 1 нм и получать довольно быстродействующие приборы.

Пленки твердого раствора в бинарной системе Si_3N_4 — Al_2O_3 могут использоваться в полевых приборах, работающих при высоких температурах. Определение типа твердого раствора в этой системе усложняется близостью атомных номеров и атомных весов Si и Al и, соответственно N и O. В [61] использовалось замещение алюминия галлием, имеющим больший атомный вес, для определения типа твердого раствора. Тип твердого раствора определялся по результатам измерения удельного веса и рентгеноструктурных исследований образцов Si_3N_4 — Ga_2O_3 — Al_2O_3 . Порошки Si_3N_4 , $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ и Ga_2O_3 смешивались в заданной пропорции, смачивались спиртом и перетирались в шаровой мельнице в течение 24 ч. Высушенные смеси спекались в графитовой форме в индукционной печи при давлении 250 кг/см² и температуре 1730—1800°C в течение 20—180 мин. Форма из-

нутри была покрыта слоем порошка BN толщиной 0,05—0,1 мм для защиты образца от взаимодействия с графитом. Температура спекания поднималась со скоростью 40°C/мин при температурах ниже 800°C и 60°C/мин в области 800—1500°C. Выше 1500°C скорость уменьшалась до 15°C/мин. Синтезированные образцы охлаждались до 1600°C со скоростью 40°C/мин и затем до комнатной температуры со скоростью 20°C/мин. Давление прикладывалось при 800°C и поддерживалось постоянным во время спекания.

Потери массы образцов при спекании обычно были незначительными. Химический состав спеченных образцов был практически таким же, как состав исходных смесей. На рентгенограммах спеченных образцов наблюдались линии, принадлежащие двум или трем фазам.

Одна группа линий (фаза I), интенсивность которых уменьшалась с повышением концентрации Ga_2O_3 и Al_2O_3 , а также с увеличением длительности и повышением температуры, обусловлена прореагировавшим β — Si_3N_4 . Кроме того, наблюдались две новые фазы, одна из которых (фаза II) была определена как твердый раствор $\text{Si}_3\text{N}_4(\text{Ga}_2\text{O}_3 \cdot \text{Al}_2\text{O}_3)$, имеющий структуру Si_3N_4 с изменяющимися в зависимости от концентрации окислов постоянными решетками, другая (фаза III) не была идентифицирована; предполагается, что фаза III представляет собой соединение $m(\text{Al}_2\text{O}_3, \text{Ga}_2\text{O}_3) \cdot n\text{Si}_3\text{N}_4$ ($m=3$, $n=2$). По результатам рентгеноструктурного анализа определена область твердых растворов системы Si_3N_4 — Ga_2O_3 — Al_2O_3 при 1760°C в неокисляющей атмосфере. В области низких концентраций Ga_2O_3 алюминий замещался галлием в твердом растворе $\text{Si}_3\text{N}_4(\text{Al}_2\text{O}_3)$, что позволяло определять тип твердого раствора рентгенодифракционным методом благодаря тому, что атомный фактор рассеяния значительно выше у атома Ga, чем Al или Si.

Измерение плотности ρ образцов Si_3N_4 — 8,2 мол. %, Ga_2O_3 — 35,5 мол. %, Al_2O_3 дало значение $3,378 \pm 0,009$. Экспериментальное значение ρ сравнивалось с расчетными, полученными на основе двух моделей твердых растворов: внедрения и замещения. В расчетах использовались экспериментально измеренные постоянные решетки d и c . В модели с ионами Al(Ga) и O в междоузлиях решетки Si_3N_4 получено значение $\rho=5,212$. Это намного превышает экспериментальное значение ρ , по-

этому естественно предположить, что в данном случае образуется твердый раствор замещения. Образование твердого раствора замещения $(\text{Al}, \text{Ga})_2\text{O}_3$ в Si_3N_4 должно сопровождаться образованием вакансий. Число вакансий в элементарной ячейке минимально, а плотность в этой модели максимальна, когда три молекулы Si_3N_4 замещаются четырьмя молекулами $(\text{Al}, \text{Ga})_2\text{O}_3$, при этом вакансии образуются только в узлах кремния.

Расчет дает для этого случая $\rho=3,301$. Это значение несколько ниже экспериментального, по-видимому, из-за вхождения некоторого числа атомов в междоузлия.

Рассчитывались теоретические относительные интенсивности дифрагированных рентгеновских лучей для модели замещения Si на Al и Ga и N на O с беспорядочным распределением атомов. Рассчитанные относительные распределения хорошо согласуются с экспериментальными, что подтверждает модель твердого раствора замещения.

В твердых растворах $\text{Si}_3\text{N}_4(\text{Ga}_2\text{O}_3, \text{Al}_2\text{O}_3)$ связь частично ионная. Ионность связи равна 0,6 для Al-O и Ga-O, 0,4 для Al-N и Ga-N, 0,3 для Si-N, 0,5 для Si-O. В модели чисто ковалентной связи атомы кислорода должны преимущественно располагаться вблизи атомов алюминия и галлия, замещающих атом кремния в тетраэдрической координации, так как только при замещении одного атома азота в углах тетраэдра получается устойчивая восьмиелектронная оболочка Al или Ga. К тому же выводу с тесной корреляции атомов O с атомами Al и Ga приводит и рассмотрение энергии кулоновского взаимодействия в чисто ионной модели. Атомы кислорода стремятся располагаться вблизи атомов Ga или Al, чтобы выполнить условие баланса заряда. Согласно тому же условию атомы кислорода стремятся окружить вакансии Si. Следовательно, несмотря на смешанный характер связи, следует ожидать тесной корреляции атомов O с атомами Al и Ga. Для проверки этого вывода рассчитывались относительные интенсивности линий на рентгенограммах для всех комбинаций (около 800) возможных положений атомов Ga, Al и O в системе — 10 мол. %, Ga_2O_3 — 30 мол. %, Al_2O_3 для случая, когда в элементарной ячейке два узла Si заняты атомами Al или Ga и три узла N занято атомами O. Расчетные интенсивности сравнивались с измеренными. Примерно одна восьмая часть рассмотренных комбина-

ций дала меньшее среднее отклонение расчетных интенсивностей от экспериментальных, чем беспорядочное распределение. В этих комбинациях рассматривались простейшие типы корреляции между O и Al(Ga), в которых каждый атом Al или Ga имеет один (точнее 1,3) атом O в ближайшем окружении. Таким образом, рентгенографическое исследование подтверждает существование тесной корреляции между атомами O и Al(Ga).

С увеличением концентрации Al_2O_3 или Si_3N_4 увеличивается ионный характер связи. Возможно, этим увеличением ионности обусловлено появление расплава в твердом растворе $\text{Si}_3\text{N}_4(\text{Al}_2\text{O}_3)$.

Растворение Al_2O_3 в Si_3N_4 изменяет состав тетраэдра, уменьшая число атомов азота в нем, что должно сказаться на тепловых свойствах твердого раствора. Кристаллическая SiO_2 , состоящая из SiO_4 -тетраэдров, имеет намного больший коэффициент линейного термического расширения (α ($\alpha \sim 15 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ для кварца, $\alpha \sim 20 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ для кристобалита), чем Si_3N_4 , состоящий из SiN_4 -тетраэдров. Соответственно Al_2O_3 , состоящая из SiN_4 -тетраэдров, имеет намного больший коэффициент линейного термического расширения ($\alpha \sim 8 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$), чем AlN ($\alpha \sim 4,5 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$), состоящий из AlN_4 -тетраэдров. Исходя из этого, можно ожидать, что тетраэдр, содержащий много атомов кислорода, имеет тенденцию повышать коэффициент α кристалла. Измерения α в твердом растворе $\text{Si}_3\text{N}_4(\text{Al}_2\text{O}_3)$ показали, что с увеличением концентрации (Al_2O_3) α сначала уменьшается до концентрации Al_2O_3 50 мол. %, а затем увеличивается. При концентрации Al_2O_3 выше 44% твердый раствор состоит в основном из $(\text{Si}, \text{Al})\text{N}_2\text{O}_2$ -тетраэдров и содержит лишь небольшую часть $(\text{Si}, \text{Al})\text{N}_3\text{O}$ -тетраэдров. Можно поэтому связать увеличение α при высоких концентрациях Al_2O_3 с увеличением числа $(\text{Si}, \text{Al})\text{N}_2\text{O}_2$ -тетраэдров.

Сходство Ga_2O_3 с Al_2O_3 по химическим свойствам давало основание ожидать равенства их пределов растворимости в Si_3N_4 . Однако растворимость Ga_2O_3 ниже, чем Al_2O_3 , что связывается с более низкой энергией связи между Ga и N. Фактом, свидетельствующим о низкой энергии связи Ga—N, является сублимация GaN при 800°C .

Наличие тонкого переходного слоя окисла на поверхности кремния при изготовлении планарных структур обычно не учитывается в процессе проектирования и из-

готовления приборов. Однако для многих типов приборов и интегральных схем, содержащих несколько переходных диффузионных слоев, точный расчет параметров прибора может быть достигнут лишь при корректном учете влияния переходного слоя окисла на процесс окисления, избирательной диффузии и планарной защиты [60—62]. Особенно важным это становится при расчете профилей легирования при одновременной диффузии нескольких типов примесей и наличии маскирующего слоя окисла в ИС. Так, в работе [62] была разработана программа для ЭВМ, позволяющая моделировать процесс изготовления полевых транзисторов с учетом влияния промежуточного слоя двуокиси кремния на рабочие параметры прибора.

Учет влияния внешнего и внутреннего полей проводился с помощью уравнения Фика при условии термодинамического равновесия примесей и выполнении условия электронейтральности. Для случая одновременной диффузии двух типов примесей получаем:

$$\frac{dC}{dt} = -\frac{d}{dx} \left[D \left\{ h \frac{dC}{dx} - (h-1) \frac{dC}{dx} \right\} \right] \quad (1-23)$$

и

$$h = 1 + \frac{C}{2N_i} \frac{1}{1 + (C - C'/2N_i)^2}, \quad (1-24)$$

где

$$D = D_0 \frac{1 + \alpha (C/N_i)}{1 + \alpha}; \quad (1-25)$$

x — геометрическая координата; t — время; C и C' — концентрация донорной или акцепторной примеси; N_i — концентрация электронов в материале с собственной проводимостью, а α и D_0 — константы.

Подобные уравнения можно записать для SiO_2 и границы раздела Si-SiO_2 . Явления на поверхности раздела учитываются с помощью следующих уравнений:

$$\frac{C_{\text{Si}}}{C_{\text{SiO}_2}} = m \quad (1-26)$$

и

$$F_{\text{SiO}_2} - F_{\text{Si}} = \left(C_{\text{SiO}_2} - \frac{1}{\beta} C_{\text{Si}} \right) v_{\text{ок}}, \quad (1-27)$$

где m — коэффициент сегрегации; $v_{\text{ок}}$ — скорость образования SiO_2 ; F — поток примеси и $1/\beta$ — отношение толщины слоя окисленного кремния к толщине образовавшейся SiO_2 . Предполагается, что на границах известна концентрация примеси или аналитическая зависимость потока примеси от времени и концентрации.

Приведенные уравнения формально невозможно проинтегрировать, поэтому они заменяются дискретным приближением, использующим разностные схемы с неравномерным шагом и чисто неявный метод. В результате получаются две группы нелинейных уравнений, которые решаются с применением метода фиксированной запятой γ -квазилинеаризации.

Моделирование диффузионного процесса, применяющегося при производстве транзисторов, занимало 10 мин на IBM 360/50 с программой на фортране IV. При этом осуществлялась запись результатов расчета в графической форме [63].

Ниже приведены некоторые результаты, полученные с применением предложенной программы расчета. Предполагается, что проводится диффузия только одной примеси. Концентрационные профили построены через интервалы времени, равные 30 с.

Экспериментальные данные для диффузии бора в кремний, полученные ранее с помощью ионных зондов, хорошо согласуются с результатами расчета [64].

На рис. 1-21 и 1-22 отражены процессы базовой и эмиттерной диффузии и разгонки примеси. Приведенные данные получены при расчете процесса изготовления n - p - n -биполярного транзистора. Этот процесс состоит из четырех стадий: диффузии бора, окисления и разгонки бора, эмиттерной диффузии и окисления и разгонки примеси. На рис. 1-21 и 1-22 показаны концентрации примеси в конце второй и четвертой стадий соответ-

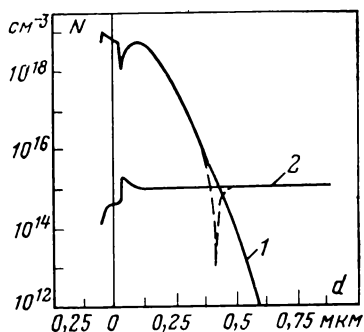


Рис. 1-21. Распределение d концентрации примеси N в базе полевого прибора.

1 — область базы; 2 — область окисла.

венно. Эти данные отражают взаимодействие между примесями (изменение концентрации акцепторов, вызванное электрическим полем) и согласуются с результатами экспериментов по изучению одновременной диффузии бора и фосфора, что проиллюстрировано на рис. 1-23, где построены экспериментальные зависимости концен-

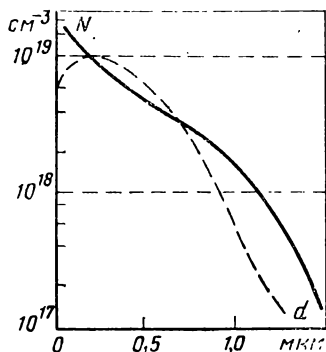
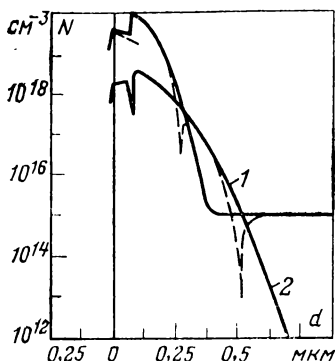


Рис. 1-22. Распределение концентрации примеси в эмиттере биполярного полевого прибора.

1 — область эмиттера; 2 — область окисла.

Рис. 1-23. Распределение примеси бора в полевом транзисторе на различных стадиях диффузии.

трации бора в конце второй (пунктирная линия) и в конце четвертой (сплошная линия) стадий диффузии.

Очевидно, что описанные здесь программы для ЭВМ являются полезным орудием анализа явлений диффузии через диэлектрик и в сочетании с программами моделирования полупроводников дают простой способ получения математических моделей на основе технологических параметров.

1-2. Влияние технологических факторов на стабильность диэлектрика в полевых приборах

Загрязнение окисных слоев вызывает нестабильность характеристик МОП и биполярных приборов. Так, накопление положительных ионов Na^+ в слое окисла, расположенного над областями полупроводника p -типа, вызывает рост концентрации электронов в полупроводнике. В предельном случае такой индуцированный отри-

цательный заряд может привести к инверсии типа проводимости приповерхностного слоя. Отрицательные ионы в окисле могут индуцировать положительный заряд в полупроводнике и вызвать инверсию проводимости n -областей [63, 64].

Подвижные ионы в окисле мигрируют к границе раздела $\text{Si} - \text{SiO}_2$ под действием температуры и краевого поля обратносмещенных переходов. Поля, способствующие миграции положительных ионов, могут создаваться и под участками металлизации, имеющими более положительный потенциал, чем кремний под ними.

Наличие поверхностного заряда изменяет величину коэффициента усиления на малом токе, скорость поверхностной рекомбинации, ток утечки и напряжение пробоя и зачастую служит основной причиной отказа приборов [65].

Контроль технологических процессов в производстве ИС. Источники загрязнений окислов в процессе производства ИС весьма многочисленны (нагретые участки печи, неэффективная очистка металлических систем и реагентов, обслуживающий персонал и др.). Для контроля чистоты технологических процессов предлагается использовать измерения вольт-фарадных характеристик МОП-конденсаторов, так как такие измерения являются чувствительным индикатором наличия загрязнений в окисном слое под затвором МОП-транзисторов и на границе раздела $\text{Si} - \text{SiO}_2$. Типичная последовательность операций сводится при этом к следующему:

- 1) отбор пластин с нужной ориентацией, легирующей примесью и удельным сопротивлением;
- 2) очистка поверхности пластин по стандартной методике, применяемой при подготовке пластин к диффузии, или по специальной экспериментальной методике;
- 3) выращивание пленки SiO_2 в печи, оценка работы которой производится;
- 4) очистка поверхности окисленных пластин (если перерыв между окислением и металлизацией превышает несколько часов);
- 5) напыление алюминия через металлическую маску (для исключения фоторезиста как источника загрязнений);
- 6) измерение вольт-фарадных характеристик.

Изменения в технологическом процессе обнаруживаются по изменению вольт-фарадных характеристик.

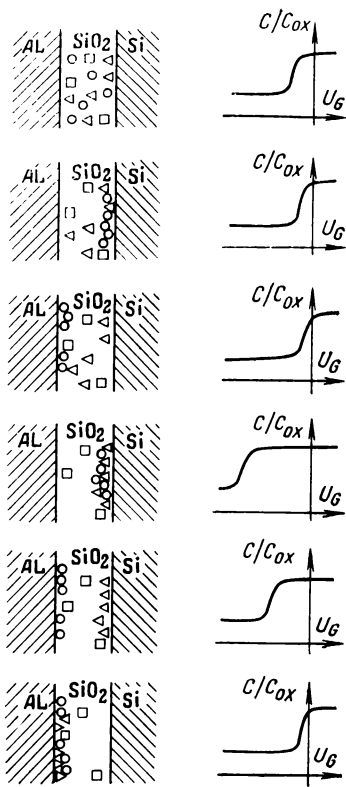


Рис. 1-24. Диаграммы различных стадий термополевой обработки полевых структур.

Например, для оценки нового вида преддиффузионной очистки некоторые из пластин очищают новым методом и их вольт-фарадные характеристики сравнивают с характеристиками, полученными при стандартном технологическом цикле. Разница в форме вольт-фарадных кривых или их сдвиг по оси напряжений указывают на различие в чистоте окислов.

Для разделения различных видов зарядов, присутствующих в окисле, иногда применяется нагрев с одновременным приложением электрического поля ($T=200^{\circ}\text{C}$, смещение на затворе -20 , 0 и 20 В). Результаты измерений сопоставляются с данными, полученными при комнатной температуре.

На рис. 1-24 представлены последовательность термополевых обработок, их влияние на распре-

деление зарядов в окисле и соответствующие графики вольт-фарадных характеристик. Треугольником обозначены заряды щелочных ионов, кругом — подвижные заряды, квадратом — фиксированный заряд. Условия проведения эксперимента были следующие:

- 1) $U_G=0$, $T=25^{\circ}\text{C}$; 2) $U_G=20$ В, $T=25^{\circ}\text{C}$; (1-28)
- 3) $U_G=-20$ В, $T=25^{\circ}\text{C}$; 4) $U_G=20$ В, $T=200^{\circ}\text{C}$;
- 5) $U_G=-20$ В; $T=25^{\circ}$; 6) $U_G=-20$ В, $T=200^{\circ}\text{C}$.

Сдвиг вольт-фарадных кривых по оси напряжений позволяет определить величину как подвижных, так и неподвижных зарядов (сдвиг равен произведению изме-

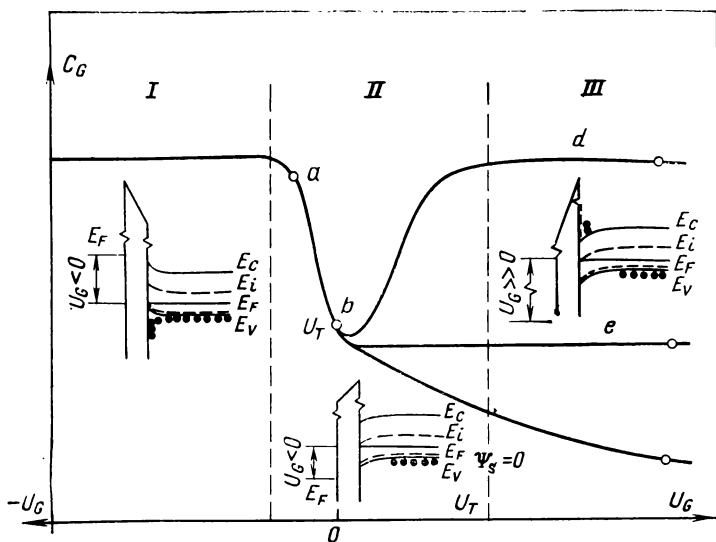


Рис. 1-25. Вольт-фарадные характеристики образцов в области обогащения и инверсии.

нения напряжения плоских зон на максимальную емкость окисла, деленному на заряд электрона).

Полный анализ вольт-фарадных кривых затруднителен. Поэтому целесообразно провести сравнение эксперимента с теоретической моделью. Рассмотрим типичную вольт-фарадную характеристику МОП-конденсатора, выполненного на $p=\text{Si}$ (рис. 1-25, где по оси абсцисс отложен потенциал затвора V_G , а по оси ординат — емкость). На рис. 1-25 представлены также зонные диаграммы системы $\text{Si}-\text{SiO}_2$ для случаев обогащения поверхности — область I, инверсии — область III и промежуточной ситуации — область II.

Представленная на рис. 1-25 вольт-фарадная характеристика разделяется на три участка. При отрицательном потенциале затвора основные носители индуцируются на границе раздела $\text{Si}-\text{SiO}_2$ и, таким образом, емкость, измеренная в области I, является емкостью окисного слоя (C_0).

При повышении потенциала затвора достигается состояние (a, на рис. 1-25) при котором поверхностный потенциал Ψ_s становится равным нулю и энергетические зоны на поверхности полупроводника становятся плоскими. Когда $\Psi_s > 0$, начинает образовываться обед-

ненный слой. Емкость в области II уменьшается, так как здесь последовательно подключены емкость слоя окисла и емкость подложки (области *a* и *b*, рис. 1-25).

Дальнейшее повышение напряжения затвора приводит к расширению слоя пространственного заряда, и при $U_G = U_T$ на поверхности полупроводника формируется инверсионный слой, состоящий из неосновных носителей, а пороговое напряжение U_T соответствует *b* области *d* на рис. 1-25. Если дальнейшее повышение U_G происходит медленно, то увеличивается число электронов в инверсном слое, однако ширина области пространственного заряда при этом почти не изменяется. Если достаточно высокое положительное напряжение подается на затвор в импульсном режиме, область пространственного заряда становится очень широкой и емкость уменьшается (участок *b* — *c*). При медленном росте U_G происходит генерация неосновных носителей и поверхность переводится в равновесное с объемом состояние, а зона пространственного заряда возвращается к максимальной равновесной ширине; затем формируется поверхностный инверсный слой и емкость снова приближается к величине $C_0(b-d)$. Описываемая модель рассматривает низкочастотный случай, поэтому результирующие вольт-фарадные кривые соответствуют кривым *abd*. Расчеты проводятся для одномерной структуры с подложкой *p*-типа, рассматриваемой как полубесконечный объем, где все поля нормальны к поверхности.

Основной задачей при анализе МОП-структур является определение поверхностного потенциала на границе Si—SiO₂ в функции U_G с учетом конфигурации энергетических зон. Сначала по известным соотношениям определяется плотность зарядов ρ для невырожденного полупроводника, затем эта величина подставляется в уравнение Пуассона, которое интегрируется, что дает величину поверхностного электростатического поля

$$E_{ss} = - \left[\frac{4n_i kT}{\epsilon_{si}} \left(\operatorname{ch} \frac{q\psi_s}{kT} - \operatorname{ch} \frac{q\psi_B}{kT} \right) + \right. \\ \left. + \frac{2qN_A}{\epsilon_{si}} (\psi_s - \psi_B) \right]^{\frac{1}{2}}; \quad (1-29) \\ E_{ss} > 0 \quad \text{для} \quad \psi_s < \psi_B; \\ E_{ss} < 0 \quad \text{для} \quad \psi_s > \psi_B;$$

где q — заряд; p — концентрация дырок; n — концентрация электронов; N_A — концентрация акцепторов; Ψ_s — поверхностный электростатический потенциал; Ψ_B — потенциал полупроводника; ϵ_{si} — диэлектрическая постоянная полупроводника.

Затем проводится определение суммарного поверхностного заряда на единицу площади Q_{si} через поверхностный электростатический потенциал

$$Q_{si} = \pm \left\{ 2\epsilon_{si} \left[2n_i kT \left(\operatorname{ch} \frac{q\Psi_s}{kT} - \operatorname{ch} \frac{q\Psi_B}{kT} \right) + qN_A (\Psi_s - \Psi_B) \right] \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (1-30)$$

который связан с емкостью поверхностного пространственного заряда $(C_s = \left| \frac{dQ_{si}}{d\Psi_{si}} \right|)$. Общая низкочастотная емкость МОП-конденсатора C равна:

$$C = \frac{C_0 C_s}{C_s + C_0}, \quad (1-31)$$

где C_0 — емкость окисла.

Чтобы получить зависимость поверхностного потенциала от напряжения на затворе, необходимо согласовать поля на границе окисел — полупроводник с учетом поверхностных состояний и заряда. Рассмотрим отдельный уровень поверхностных донорных состояний на границе SiO_2 — Si; эти состояния положительны (не заняты). Положение этого уровня относительно середины запрещенной зоны определяется величиной электростатического потенциала Φ_{ss} , а их плотность определяется величиной N_{ss} . Через эти величины может быть выражен удельный заряд поверхностных состояний Q_{ss} :

$$Q_{ss} = qN_{ss} \frac{1}{1 - e^{q(\Psi_s + \Phi_{ss})/kT}}. \quad (1-32)$$

В качестве примера рассмотрим случай, когда плотность положительного заряда в окисле является линейной функцией координаты x . Для этого случая

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_{0,k}} = -\frac{qN_0}{\epsilon_{0,k}d} (d - x). \quad (1-33)$$

Интегрируя дважды с учетом граничных условий, получим для E_{0s} (электростатическое соответствует $x=0$):

$$E_{0s} = - \left. \frac{d\Psi}{dx} \right|_{x=0} = 0 = - \left(\frac{V_G - \Psi_s + \Psi_B}{d} + \frac{qN_0 d}{3\epsilon_0} \right). \quad (1-34)$$

Уравнения (1-30) — (1-33) могут быть связаны через соотношения $\epsilon_0 E_{0s} - \epsilon_{si} E_{ss} = Q_{ss}$, что дает основное уравнение для рассматриваемой модели

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon_0}{d} (V_G - \Psi_s + \Psi_B) + \frac{qN_i d}{3} + qN_{ss} \frac{1}{1 + e^{q(\Psi_s + \Phi_{ss})/kT}} = \\ = - \left\{ 2\epsilon_{si} \left[2n_i kT \left(\operatorname{ch} \frac{q\Psi_s}{kT} - \operatorname{ch} \frac{q\Psi_B}{kT} \right) = \right. \right. \\ \left. \left. = + qN_A (\Psi_s - \Psi_B) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (1-35)$$

Учитывая, что $(\epsilon_0/d) = c_0$ — удельная емкость окисного слоя, первый член левой части представляет заряд, накопленный на электроде затвора, второй член характеризует распределение заряда в слое окисла, а третий член — влияние поверхностных состояний. Относительно Ψ_s уравнение решается на ЭВМ итерационным методом, что позволяет получить полный набор вольт-фарадных кривых.

Таким образом, интерпретация вольт-фарадных характеристик, полученных при измерениях технологического процесса, существенно упрощает процесс конструирования пленочных приборов.

Влияние подложки. Монокристаллические оксидные подложки играют все большую роль в электронной промышленности. Они сочетают в себе важные при изготовлении современных приборов качества: однородность физических свойств и высокий класс чистоты поверхности.

По своему применению подложки можно разделить на две группы: «активные» и «пассивные». В первом случае подложка используется для выращивания на ней гетероэпитаксиального слоя. Ко второй группе относятся

подложки для интегральных схем СВЧ и для приборов, использующих пьезоэлектрический эффект.

Рассмотрим две основные области применения активных подложек: монокристаллических подложек, используемых для выращивания кремниевых пленок и для получения эпитаксиальных пленок из граната [66].

Кремниевые пленки на изоляционных подложках. Основное преимущество изоляционных подложек заключается в том, что они обеспечивают полное отсутствие взаимного влияния изготовленных на них интегральных схем.

Основными проблемами, которые необходимо решить, являются согласование параметров кристаллических решеток подложки и эпитаксиальной пленки и устранение дефектов в пленке.

Эпитаксиальный рост кремния в плоскости (100) возможен на грани r (1102) сапфира. Основная трудность при осаждении связана с рассогласованием ромбоэдрической решетки сапфира и кубической решетки кремния. Шпинель лучше согласуется с кремнием. На подложке с ориентацией (111) можно наращивать кремниевую пленку с ориентацией (111), а также (110) и (100). Кроме того, использование шпинели в 10 раз снижает загрязнение пленки алюминием.

Несмотря на указанные преимущества шпинели, сапфир остается наиболее распространенным материалом для подложек. Это объясняется тем, что сапфир достаточно хорошо освоен промышленностью. В настоящее время налажен промышленный выпуск и шпинели. Дальнейшая работа, по-видимому, будет связана с получением кристаллов больших размеров. Только после этого возможна реализация преимуществ шпинели в качестве материала подложек, используемых при производстве интегральных схем.

Монокристаллы шпинели и сапфира получают с помощью метода Чохральского. Механическая обработка — резка, шлифовка и полировка подложек — ведется с использованием алмазных порошков. На последней стадии полировки может быть применен более мягкий порошок из окиси алюминия. Непосредственно перед эпитаксиальным выращиванием производится газовое травление подложки при температуре 1150°C.

Устройства на магнитных пленках. В запоминающих устройствах используются пленки из граната толщиной,

вдвое превосходящей диаметр цилиндрического домена. Для получения пленки наиболее подходящим оказался процесс жидкостной эпитаксии. В качестве подложки используется гадолиний — галлиевый гранат. По параметрам своей кристаллической решетки он хорошо согласуется с теми материалами, которые в настоящее время используются для получения магнитных пленок. Такая подложка имеет высокую механическую и химическую стабильность и может выращиваться по методу Чохральского. Для предотвращения разложения вещества в процессе выращивания при температуре 1750°C необходимо создать избыточное давление кислорода над расплавом.

Обнаружено, что параметры кристаллической решетки могут изменяться в результате изменения содержания кислорода в атмосфере над расплавом.

К подложкам предъявляются следующие требования:

1) параметры решетки должны быть согласованы с параметрами решетки эпитаксиальной пленки, которая будет выращиваться на подложке из гадолиний-галлиевого граната;

2) параметры решетки должны оставаться неизменными по длине слитка и у разных слитков;

3) качество материала должно быть максимально высоким и постоянным по всему слитку;

4) температурные коэффициенты расширения у подложки и пленки должны быть одинаковыми;

5) в подложке не должно быть каких-либо включений, влияющих на эпитаксиальный процесс;

6) плотность линейных дефектов (дислокаций), выходящих на поверхность подложки, не должна превышать 10 см^{-2} .

Наиболее важными областями применения пассивных подложек являются приборы, использующие акустические поверхностные волны, и интегральные схемы СВЧ-диапазона.

Приборы, использующие поверхностные акустические волны. В современных радиолокационных и связных системах широко применяются линии задержки. В этих устройствах СВЧ-сигнал преобразуется в акустическую волну, распространяющуюся вдоль поверхности диэлектрика, обладающего пьезоэффектом. Наиболее подходящими диэлектриками являются кварц, ниобат лития и висмут-германиевый оксид.

В табл. 1-3 перечислены основные характеристики этих материалов.

Большое распространение получил ниобат лития, обладающий также электрооптическими свойствами. В настоящее время получают слитки, выращиваемые по методу Чохральского, диаметром до 50 мм. Благодаря большому коэффициенту связи этот материал удобен для изготовления широкополосных фильтров и находит широкое применение в аппаратуре цветного телевидения.

Таблица 1-3

Волновые характеристики различных материалов

Характеристика	Кварц	LiNbO_3	$\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$
Направление распространения	YX	YX	[110], [110]
Скорость волны, см/с	$3,26 \cdot 10^8$	$3,45 \cdot 10^8$	$1,58 \cdot 10^8$
Задержка, мкс/см	3,06	2,88	6,33
Затухание, дБ/мкс на 3 ГГц	—	9,9	—
То же на 1 ГГц	11,0	4,6	—
Коэффициент связи на 100 МГц, %	0,22	4,92	2,3

Висмут-кремниевый оксид также является перспективным материалом. Однако в настоящее время получаемые слитки не являются удовлетворительными ни по размерам, ни по качеству материала.

Гибридные интегральные схемы СВЧ. Для получения постоянного волнового сопротивления микрополосковой линии, являющейся основным элементом СВЧ-гибридной интегральной схемы, необходимо, чтобы подложка имела строго постоянную толщину и диэлектрическую проницаемость. Для получения малых погонных потерь СВЧ-поверхность подложки должна быть обработана с высоким классом чистоты. Монокристаллические подложки из сапфира превосходят по своим свойствам подложки из поликристаллических материалов. Однако в настоящее время в силу дороговизны этого материала область применения монокристаллических подложек ограничивается наиболее ответственными типами интегральных схем в наиболее коротковолновом диапазоне.

В заключение этого раздела рассмотрим некоторые технологические особенности отжига системы пленка — подложка на примере наиболее распространенной комбинации кремний — двуокись кремния. Процесс отжига оказывает существенное влияние на рабочие характеристики как диэлектрика, так и прибора в целом и нуждается в более детальном анализе.

Результаты исследования влияния высокотемпературного отжига на плотность поверхностного заряда в МОП-структурах, опубликованные в последнее время [67, 68], обнаруживают весьма заметные качественные и количественные расхождения. Сравнение экспериментальных результатов, представленных в [68] и [69], показывает заметное различие величин плотности поверхностного заряда, измеренных после термического окисления образцов; последующий отжиг образцов в азоте приводит к качественно различным результатам. В связи с этим ниже излагаются результаты работы, целью которой являлось выяснение экспериментальных причин наличия указанных расхождений, а также исследование влияния характера термообработки на величину поверхностного заряда.

Отжиг в кислороде. Основное отличие результатов, полученных в [68, 69] при исследовании влияния отжига в кислороде, состоит в различии абсолютных значений суммарной плотности поверхностного заряда. Технология приготовления образцов, использованная в этих работах, также имела некоторые различия. Структуры, исследованные в [68], после нанесения алюминия подвергались термообработке в сухом азоте при температуре 550°C, что приводило к уменьшению плотности быстрых поверхностных состояний. Образцы, исследованные в [69], не подвергались никакой низкотемпературной обработке, которая могла бы привести к уменьшению плотности поверхностных состояний. Поверхностные состояния, если они существуют, несомненно влияют на положение и форму вольт-фарадных кривых и, следовательно, на кажущуюся величину поверхностной плотности заряда. Для определения характера влияния поверхностных состояний были проведены исследования на образцах, полученных следующим образом. Пластины кремния *n*-типа с удельным сопротивлением 6—9 Ом·см, вырезанные в плоскости (111), окислялись в печи с двойными стенками в атмосфере сухого кислорода при тем-

пературе 1200°C, а затем отжигались в кислороде при более низких температурах. Вслед за этим пластины отжигались либо в смеси азота и водорода в течение 40 мин при температуре 400°C, либо во влажном азоте в течение 30 мин при температуре 500°C. Вольт-фарадные характеристики измерялись на частоте 20 кГц.

Результаты экспериментов представлены на рис. 1-26, на котором кривая 3 показывает зависимость поверхностного заряда Q_{ss}/q от температуры отжига в кислороде (толщина окисла $d=0,2$ мкм). Кривые 1 и 2 представляют собой аналогичные зависимости, построенные по данным работ [69] и [68] соответственно. Как видно из рис. 1-29, низкотемпературный отжиг приводит к уменьшению плотности поверхностного заряда; в то же время общая тенденция уменьшения плотности поверхностного заряда с ростом температуры отжига остается неизменной.

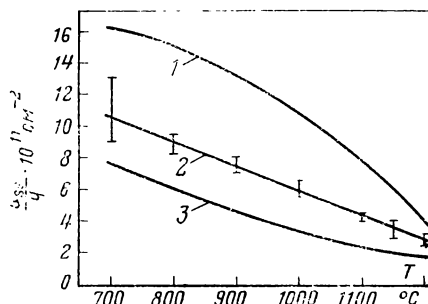


Рис. 1-26. Зависимость величины нормированного заряда в окисле от температуры отжига в атмосфере кислорода.

Отжиг в азоте. Основное различие результатов работ [68] и [69] связано с влиянием отжига в азоте и состоит в следующем. В [68] показано, что отжиг образцов в азоте приводит к уменьшению плотности заряда до некоторой фиксированной величины, не зависящей ни от температуры отжига, ни от исходной температуры окисления. Напротив, из [69] следует, что величина заряда после отжига в азоте является функцией как температуры отжига, так и температуры окисления, хотя относительное значение этих факторов в определении окончательной величины заряда не очевидно, поскольку окислы всегда выращивались при той же самой температуре, при которой производился отжиг в азоте. Для выяснения этого вопроса авторами книги была использована следующая экспериментальная методика. Образцы кремния термически окислялись при 1100 или 1200°C, а затем подвергались отжигу в кислороде при различных

температурах в интервале 700—1100°C в течение времени, достаточного для установления равновесного заряда при данной температуре. Образцы, отожженные в кислороде, использовались далее для выяснения влияния отжига в азоте в температурном интервале 700—1100°C. Такая методика позволяет определить зависимость плотности поверхностного заряда от начальной температуры окисления и окончательной температуры отжига в азоте. Во всех случаях после высокотемпературного отжига образцы отжигались в водороде при 400°C.

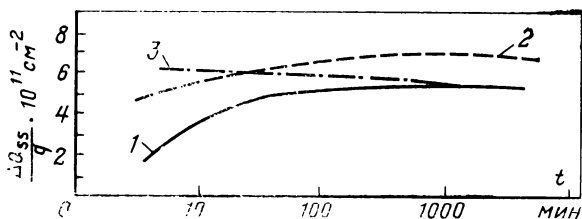


Рис. 1-27. Зависимость плотности поверхностного заряда полевых структур от длительности отжига в атмосфере азота при температуре, °C.

1 — 800; 2 — 900; 3 — 1100.

Исследование кинетики отжига было выполнено на образцах, отожженных в кислороде при 800°C и подвергнутых затем отжигу в азоте при температуре 700—1100°C в течение времени от 5 до $4 \cdot 10^3$ мин.

Результаты некоторых экспериментов приведены на рис. 1-27, на котором показано изменение плотности поверхностного заряда

$$\frac{\Delta Q_{ss}}{q} = \frac{Q_{ss}}{q} (\text{O}_2) - \frac{Q_{ss}}{q} (\text{N}_2) \quad (1-36)$$

в зависимости от времени отжига в азоте. Из этих данных можно сделать два основных вывода.

1. Наиболее быстрые изменения заряда происходят при более высокой температуре. Значение энергии активации процесса отжига, полученное из измерений времени, в течение которого заряд изменяется на 50% своего полного интервала изменения, при температурах 700—800°C равно 2,2 эВ.

2. При повышении температуры наблюдается тенденция к возрастанию плотности заряда с увеличением вре-

мени отжига; наиболее четко эта тенденция прослеживается по результатам отжига при 1100°C , хотя она видна и при отжиге при 1000°C . Этот эффект может быть связан с образованием оксинитридного слоя [63].

Поскольку зависимость величины плотности заряда от времени отжига при некоторых температурах имеет минимум, время отжига во всех последующих экспериментах выбиралось равным времени, которое необходимо для достижения этого минимума. Результаты экспериментов представлены на рис. 1-28, на котором показана зависимость величины плотности поверхностного заряда от начальной температуры окисления и отжига.

Видно, что при температурах окисления и отжига в азоте ниже 1000°C значения плотности поверхностного заряда после отжига в азоте располагаются на одной кривой, показанной пунктирной линией. Эта кривая аналогична кривой, приведенной в [69], однако абсолютные значения плотности заряда в обоих случаях различны. Можно предположить, что это различие объясняется низкотемпературной обработкой в водороде. Отжиг в азоте образцов, окисленных при 1100°C , приводит к значениям плотности заряда, не попадающим на общую кривую, пока температура отжига не достигнет величины, достаточной для образования более низкого уровня равновесного заряда по сравнению с исходным. Было обнаружено, что плотность заряда в образцах, окисленных при температурах 1200°C (показано штрих-пунктирной линией на рис. 1-28), в основном не зависит от температуры отжига в азоте. Этот результат совпадает с выводами работы [68].

Следует отметить значительный разброс экспериментальных данных при отжиге образцов при температуре 700°C и в меньшей степени — при температуре 800°C . Возможно, что этот разброс связан с присутствием на поверхности окисла какой-либо примеси, для которой соотношение скорости диффузии через окисел и скорости испарения таково, что при 700 и 800°C преобладает диффузия, а при 900°C и выше преобладает испарение.

Поскольку окисление при 1200°C или окисление при более низкой температуре с последующим отжигом в азоте при 1000°C приводят к одинаковой величине плотности заряда, весьма вероятно, что отжиг представляет собой чисто температурный эффект, т. е. граница раздела $\text{Si}-\text{SiO}_2$ в процессе установления равновесия

при данной температуре стремится к некоторой конфигурации, соответствующей минимальной энергии. Однако процесс отжига является необратимым, примером чему служат два различных значения заряда, полученные в результате отжига при 800°C; эта необратимость подтверждается сохранением плотности образца, отожденного в азоте при температуре 800°C в течение 1000 мин после предварительного отжига в азоте при 1000°C, что указывает на качественное сходство процесса окисления

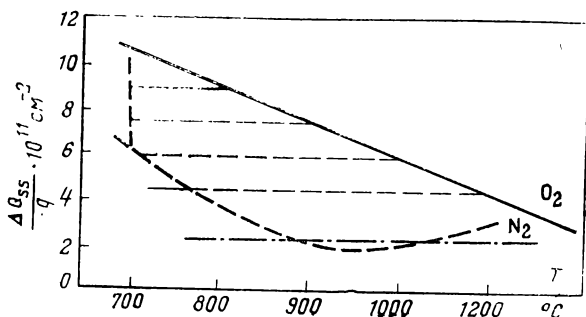


Рис. 1-28. Зависимость плотности поверхностного заряда полевых структур от длительности отжига в атмосфере азота при температуре 700—1100°C окисления и отжига.

при 1200°C и отжига в азоте при 1000°C. В свою очередь это означает, что влияние высокотемпературного отжига на поверхность не может быть описано на основе температурной зависимости свободной энергии Гиббса. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что отжиг приводит к качественному изменению системы Si—SiO₂, так что образец, отоженный при 800°C, отличается в термодинамическом отношении от образца, отоженного при 1000°C.

Имеющие место изменения связаны, несомненно, с перестройкой границы раздела Si—SiO₂. Для обнаружения изменений ближнего и среднего порядка в пленках SiO₂ вблизи границы раздела был использован метод дифракции электронов. Никаких изменений структурного порядка обнаружено не было. Однако следует учитывать, что даже если структура вблизи окисла кремния действительно зависит от вида связей через границу раздела, плотность этих связей составляет около 10¹⁵ см⁻². В то же время электрические измерения дают

величину изменения плотности заряда лишь $(4\div 5) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, поэтому маловероятно, что с такими электрическими изменениями могут быть связаны существенные структурные изменения в окисле. Не удивительно поэтому, что известные методы физического исследования не могут обеспечить требуемой чувствительности для обнаружения таких изменений.

1-3. Влияние технологических факторов на электрофизические характеристики полевых структур

Известно, что в термически окисленном поверхностном слое кремния присутствуют положительные заряды [51]. Эти заряды индуцируют в нижележащем кремнии отрицательные заряды, что приводит к появлению нежелательных последствий, например к тому, что в полупроводниковых МОП-триодах пороговое напряжение становится отличным от нуля. Известно [64], что золото, введенное в кремний, вызывает появление на поверхности раздела $\text{Si}-\text{SiO}_2$ отрицательных зарядов, которые компенсируют упомянутые выше положительные заряды. Таким образом, можно ожидать, что путем введения золота можно управлять величиной и знаком результирующего заряда в МОП-структуре. Ниже описаны результаты исследований механизма взаимодействия золота с окисленной поверхностью кремния [70]. Плотность поверхностных состояний золота оценивалась на основании вольт-фарадных характеристик. Для определения полной концентрации золота вблизи поверхности использовался метод активации золота нейтронами.

Образцы с МОП-структурой были изготовлены из кремния p -типа. Из этого кремния были вырезаны перпендикулярно направлению (111) пластины, которые затем подвергались травлению и полировке с одной стороны до толщины 250 мкм очистке путем кипячения в трихлорэтилене, а затем полосканию в воде, кипячению в азотной кислоте, промывке в воде и сушке. После этого пластину окисляли при 1200°C в сухом кислороде в кварцевой печи. Обычно окисление длилось примерно 1 ч, за который слой окисла достигал толщины 0,2 мкм. После окисления на переднюю поверхность пластины наносили фоторезист и с обратной ее поверхности стравливали в плавиковой кислоте слой окисла. После удале-

ния фоторезиста на обратную поверхность пластины наносили путем испарения слой золота толщиной примерно 100 нм. Идентичным способом изготавливали контрольную пластину, на которую золото не наносили. Обе пластины подвергали тепловой обработке для диффузии золота. После диффузии золота рабочую пластину вместе с контрольной нагревали в течение примерно 40 мин в смеси азота и водорода при температуре 400°C для удаления быстрых поверхностных состояний. Для того чтобы изготовить МОП-структуру, на пластину испарением наносили омический контакт из чистого (99,999%) алюминия.

В некоторых образцах вместо слоя окиси кремния наносили слой из нитрида кремния. В таких образцах диффузию золота проводили до нанесения последнего слоя. Этот слой наносили в печи с высокочастотным нагревом при 900°C с помощью реакции взаимодействия силана и аммиака в азоте, являвшимся несущим газом.

Плотность поверхностных состояний в образцах с введенным диффузией золотом определяли сопоставлением вольт-фарадных кривых, полученных с этими образцами и с контрольным образцом. Эти кривые снимались на частоте 20 кГц при комнатной температуре. Золото в объеме кремния обладает двумя глубокими уровнями, поэтому присутствие золота приводит к компенсации кремния. Считается, что наличие в материале глубоких уровней должно учитываться при расчете положения плоского участка на вольт-фарадной кривой для образца с золотом. Однако полученные результаты не дают основания считать, что верхний слой материала толщиной 1 или 2 мкм является компенсированным. Действительно, во многих случаях удельное сопротивление указанного слоя после введения золота уменьшалось. Этот эффект, также связанный с поверхностью образца *p*-типа, наблюдался и другими исследователями [47, 62] и, по их мнению, связан с образованием акцепторного комплекса золото — кислород. Так как, по-видимому, вблизи поверхности полупроводника золото не вызывает появления уровня нормальной для этого элемента глубины, то при определении значений емкости и напряжений, соответствующих плоскому участку вольт-фарадных кривых, принимались во внимание только обычные теоретические зависимости емкости от напряжения, которые предполагают наличие только примесей с мелкими уровнями.

Были также проведены с помощью нейтронно-активационного метода измерения полной концентрации золота вблизи поверхности раздела и в окисле. Пластины для активационного анализа облучались шесть дней потоком тепловых нейтронов интенсивностью $6,7 \times 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и затем выдерживались три дня для того, чтобы короткоживущие изотопы, излучение которых нежелательно, успели распасться. После этого профиль распределения концентрации золота был определен путем последовательного стравливания тонких слоев материала и измерения интенсивности исходящего из растворителя излучения фотонов с энергией 0,41 Мэв, эмиттируемых распадающимися атомами золота.

На рис. 1-29 показаны графики зависимости емкости МОП-структуры от приложенного напряжения в контрольном образце и в образце, в который была произведена диффузия золота в сухом азоте в течение 5 мин при 900°C .

Видно, что кривая для образца, легированного золотом, сдвинута в положительном направлении по сравнению с кривой для контрольного образца. Кроме того видно, что минимум кривой для легированного образца

лежит выше, чем для контрольного. Это указывает на то, что присутствие золота не приводит к компенсации полупроводника вблизи его поверхности. Этот факт согласуется с результатами, полученными в [68]. Параллельное смещение вправо кривой для образца, легированного золотом, указывает на то, что результирующая плотность положительного заряда на границе раздела в этом образце меньше, чем в контрольном. Такое уменьшение может быть или следствием взаимодействия золота с положительно заряженными центрами, приводящего к удалению этих центров, или результатом того, что золото вносит отрицательные заряды, компенсирующие заряды этих центров. Если имеет место первый случай,

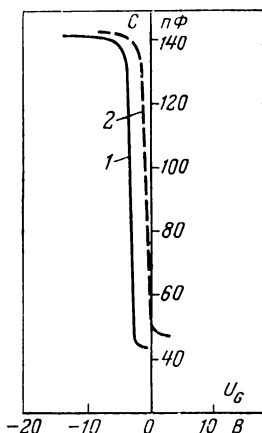


Рис. 1-29. Вольт-фарадные характеристики свежеприготовленных полых структур (1) и после диффузии золота в диэлектрик (2).

то в конечном итоге легирование золотом должно привести к полному отсутствию поверхностных зарядов, когда будут удалены все заряжающиеся положительно центры. Однако в процессе проведения данной работы часто получались вольт-фарадные кривые, на которых напряжение плоского участка было положительное, что указывает на наличие на границе раздела отрицательного заряда. Поэтому можно заключить, что роль золота сводится к внесению в материал на границе раздела отрицательных зарядов, которые компенсируют положительные заряды центров.

Так как введение золота приводит к параллельному сдвигу кривых, то маловероятно, чтобы в процессе измерения изменялась степень заселенности зарядами центров золота, так как в противном случае на кривых должен был бы наблюдаться излом, когда уровень Ферми проходит через уровни центров. Отсутствие такого излома означает, что центры золота расположены в слое окиси настолько глубоко, что их связь с кремнием очень слабая, поэтому на свойства этих центров не может влиять положение уровня Ферми, или что уровни центров золота расположены настолько близко к краю валентной зоны, что изменение их заселенности невозможно определить методом снятия вольт-фарадных кривых [68]. Если имеет место первый случай, то удаление слоя термического окисла и замена его слоем окиси, нанесенного при низкой температуре, должно привести к исчезновению этих центров. Результат опыта с заменой окисла показал, что сдвиг вольт-фарадных кривых у исследуемых образцов по сравнению с кривой для контрольного образца сохраняется и для образца со слоем низкотемпературного окисла. Такой результат свидетельствует о том, что примесные центры золота расположены на поверхности раздела между кремнием и слоем окиси и что их уровни лежат на 0,16 эВ ниже потолка валентной зоны.

Исследовалась зависимость концентрации электрически активных центров золота на границе раздела Si-SiO_2 от продолжительности и температуры диффузии, а также от атмосферы, в которой проводилась диффузия. Оказалось, что в пределах исследованного диапазона температур 900—1100°C вначале с ростом продолжительности диффузии в сухом азоте число центров золота растет и достигает максимума (примерно

10^{12} см^{-2}) при продолжительности, равной 20—100 мин, после чего концентрация начинает спадать. С ростом температуры максимальная концентрация достигается быстрее, а ее значение падает. Если перед диффузией окисленный образец подвергнуть отжигу, то значение максимально достижимой концентрации центров золота оказывается меньше, чем в отсутствие отжига, а разница тем больше, чем больше продолжительность и температура отжига. Таким образом, при достаточно больших значениях продолжительности (200 мин) и температуры отжига (1100°C) последующая диффузия золота при температуре 1100 или 950°C уже не оказывает заметного влияния на поверхностный заряд. Если диффузия проводится в атмосфере кислорода, то кривая зависимости концентрации центров золота от продолжительности диффузии не проходит через максимум, а монотонно стремится к некоторому верхнему значению. Опыты, проведенные с образцами кремния со значениями удельного сопротивления от 0,2 до 100 Ом·см, при температуре и длительности диффузии в сухом азоте соответственно 950°C и 30 мин, показали, что концентрация центров золота на границе раздела не зависит от уровня легирования исходного материала, а также от способа выращивания последнего. Экспериментально было установлено, что ориентация кристалла в плоскости (110) приводит к тем же результатам, что и ориентация в плоскости (111).

Опыты по определению радиоактивационным методом зависимости распределения концентрации атомов золота по глубине кремния и в его окиси от продолжительности диффузии (диффузию проводили в сухом азоте при температуре 1000°C) показали следующее.

Максимальная концентрация золота в кремнии и в окиси кремния обнаружена вблизи границы раздела. Золото здесь как бы накапливается. Этот результат соответствует опубликованному ранее в [68—70]. Даже при непродолжительной диффузии (10 мин) концентрация золота у границы раздела становится большой, причем зависимость распределения концентрации от времени диффузии очень слабая. Дрейф атомов золота происходит в основном по междоузлиям. Кроме того, если считать, что коэффициент диффузии золота $D=8 \times 10^{-6} \text{ см}^2/\text{с}$, то пластинка кремния толщиной 250 мкм насыщается атомами золота при 1000°C уже через 5 мин

и, следовательно, атомы золота за 5 мин наверняка пересекут всю толщу пластины кремния и появятся на ее противоположной стороне. Обнаруженная на границе раздела концентрация золота намного превосходит предел растворимости золота в кремнии. Однако, как указано в [62], значения предела растворимости в объеме и на поверхности могут не совпадать и возможно, что значение предела растворимости вблизи поверхности выше, чем в объеме, чем и объясняется накопление золота вблизи границы раздела. Можно предположить, что поскольку высокие значения концентрации золота на границе раздела от продолжительности диффузии зависят слабо, то, по-видимому, процесс образования активных центров золота на поверхности определяется главным образом не диффузией, а скоростью какой-то поверхностной реакции.

В результате проведенных исследований было найдено, что плотность поверхностных зарядов на границе раздела после термического окисления уменьшается при отжиге в атмосфере инертного газа или азота [61]. Процесс отжига в атмосфере азота оказывается наиболее эффективным при высоких температурах. Плотность поверхностных состояний на кремнии, ориентированном в плоскости (100), меньше, чем в плоскости (111). Вероятно, на границе раздела кремний — окисел после термического окисления возникают локальные участки с нарушенной кристаллической решеткой, а появления поверхностных состояний обусловлены этими нарушениями. При отжиге кристаллический порядок частично восстанавливается, а плотность состояний на границе раздела уменьшается. Можно предположить следующее объяснение полученных экспериментальных результатов на основе взаимодействия диффундирующих атомов золота со структурными нарушениями.

Так как число центров золота, возникающих в процессе диффузии в азоте, определяется плотностью дефектов решетки и так как в процессе диффузии последняя плотность вследствие процесса отжига снижается, то если процесс отжига происходит медленнее, чем протекает реакция, приводящая к образованию центров золота, плотность активных центров золота проходит через максимум.

Если образцы перед диффузией золота подвергнуты отжигу, то в результате эффективного снижения плотно-

сти дефектов решетки снижается также и плотность активных центров золота. Если этот отжиг перед диффузией продолжался достаточно долго, то плотность дефектов, уменьшаясь, установится близкой к равновесной и в дальнейшем будет оставаться постоянной. Поэтому если такой отжиг предшествовал процессу диффузии, то при диффузии плотность активных центров уже не будет проходить через максимум, а будет монотонно расти, стремясь к постоянному значению, определяемому равновесной плотностью дефектов.

Были сняты вольт-фарадные характеристики образцов кремния, с которыми проводили диффузию золота при $T=900^{\circ}\text{C}$ в течение 30 мин, а затем наносили пленку нитрида кремния. Оказалось, что эти характеристики смещены по отношению к характеристике контрольного образца (с которым не проводили диффузию золота) в том же направлении, как и в описанных выше опытах с двуокисью кремния. Это означает, что и в случае со слоем нитрида кремния диффузия золота приводит к появлению отрицательных зарядов. В то же время опыты со слоем нитрида кремния подтверждают, что активные центры расположены на поверхности кремния.

Опыты показали, что при продолжительной диффузии плотность активных центров золота на границе раздела $\text{Si}-\text{Si}_3\text{N}_4$ с увеличением продолжительности диффузии не снижается, как это происходит в случае образцов, покрытых окисью. Это можно объяснить, исходя из предложенной модели, следующим образом. Поскольку при диффузии золота поверхность кремния не пассивируется, то исчезновения путем отжига дефектов, с которыми золото реагирует, не происходит.

Выше было показано, что когда атомы золота находятся на границе раздела кремния с нитридом кремния или с термически выращенной двуокисью кремния, или с нанесенной на поверхность двуокисью кремния, то они вызывают появление отрицательных зарядов. Можно предположить, что этот эффект присущ поверхности кремния и должен наблюдаться на границе раздела кремния с любым диэлектриком.

1-4. Влияние поверхностных состояний на процесс ускоренного старения диэлектрика в полевых приборах

Рассмотрим подробнее процесс образования поверхностных состояний на границе раздела $\text{Si}-\text{SiO}_2$ в про-

цессе ускоренного старения диэлектрика при одновременном воздействии на структуру Si—SiO₂ повышенной температуры и электрического поля (термополевая обработка). При выращивании окисных слоев применялись различные варианты окисления (табл. 1-4) [71]. Подложками служили пластины кремния *n*-типа, ориентированные по плоскости (100), и пластины кремния *p*-типа с ориентацией (111). Во всех случаях толщина окисла составляла 100 нм. Образцы, обозначенные в табл. 1-4 символами I—VI, окислялись в горизонтальной печи в условиях, отвечающих стандартным технологическим процессам. При изготовлении образцов, обозначенных символами He и H₂, окисел выращивался в кварцевой системе с водоохлаждающими стенками и ВЧ-нагревателем и отжигался в соответствующей атмосфере. В образцах, обозначенных символами D, использовался двухслойный диэлектрик, в котором поверх термической пленки SiO₂, выращенной в атмосфере водяного пара, наносился слой пиролитической Al₂O₃. Толщина пленки SiO₂ составляла 100 нм, пленки Al₂O₃ — 50 нм.

Варьировались и материалы, применявшиеся в качестве металлических электродов, и способы их нанесения на поверхности диэлектрика. Индекс ТР в таблице указывает, что металл наносился методом термического распыления, а индекс Э соответствует распылению электронным лучом. В таблице также указаны условия термообработок до и после нанесения металлического электрода.

Экспериментальная процедура сводилась к ускоренному старению МОП-структур под действием температуры и электрического поля и последующему изучению свойств границы раздела. Для проведения ускоренного старения была создана установка, в которой несколько исследуемых пластин помещались на металлическое подогреваемое основание, находящееся под соответствующим потенциалом. Напряжение к металлическим электродам МОП-структур подводилось с помощью проводочных зондов. Стандартный режим обработки представлял собой 30-минутный нагрев при температуре 300°C в атмосфере азота при напряжении — 10 В на общем металлическом основании.

Исследовалось изменение плотности граничных состояний N_{ss} и их энергетического положения в запрещенной зоне, а также сдвиг потенциала плоских зон

Последовательность изготовления Si—SiO структур

Тип образ- ца	Окисление		Отжиг			Контакт			Отжиг		
	Атмосфера	T, °C	Атмосфера	Время, мин	T, °C	Металл	Толщина, нм	Способ нанесения	Атмосфера	Время, мин	T, °C
I	O ₂	1100	H ₂	30	350		20—300	ТР	—	—	—
II	O ₂	1100	—	—	—	Al	200	Э	H ₂	30	350
III	O ₂	1100	—	—	—	Al	300	ТР	H ₂	30	350
IV	Пар	950	—	—	—	Al	200	Э	H ₂	30	350
V	Пар	950	—	—	—		20—300	ТР	—	—	—
VI	O ₂	1100	—	—	—		20—300	ТР	—	—	—
He ⁻¹	O ₂	1000	He*	30	1000		20—300	ТР	H ₂	30	350
He ⁻²	O ₂ *	1000	He*	30	1000	Al	200	Э	H ₂	30	350
H ₂ ⁻¹	O ₂ *	1000	H ₂ *	30	1000		20—300	ТР	H ₂	30	350
H ₂	O ₂ *	1000	H ₂ *	30	1000	Al	200	Э	H ₂	30	350
D _{1.1}						Ti + Al	20—200				
D _{1.2}				30	1100	Ti + Al	20—200			30	350

* Стенки реактора охлаждались водой, ВЧ-нагрев.

$U_{пз}$. Для этого проводились измерения вольт-фарадных характеристик на высоких и низких частотах (на частоте 1 МГц в первом случае и в квазистатических условиях во втором при скорости развертки 50—100 мВ/с), а плотность граничных состояний вычислялась по формуле

$$N_{ss} = \left[\frac{C_{вч}}{C_0 - C_{вч}} - \frac{C_{нч}}{C_0 - C_{нч}} \right] \frac{C_0}{qA}, \quad (1-37)$$

где C_0 — емкость окисла; $C_{вч}$, $C_{нч}$ — емкости, измеренные на высокой и низкой частоте соответственно; A —

площадь металлического контакта; q — заряд электрона. На рис. 1-30 показаны характерные ВЧ- и НЧ-зависимости, наблюдавшиеся на МОП-структурах типа II (характеристики процесса изготовления таких структур представлены в табл. 1-4).

Сравнение экспериментальной ВЧ-вольт-фарадной характеристики с идеальной теоретической кривой или интегрирование НЧ-кривой позволяло определить поверхностный потенциал.

Характерная черта всех образцов, подвергнутого ускоренному старению, — это появление широких пиков плотности поверхностных состояний, расположенных вблизи середины запрещенной зоны кремния. Это видно, например, из рис. 1-31, где представлено энергетическое распределение N_{ss} для двух МОП-структур типа II. Структуры были получены путем окисления кремния

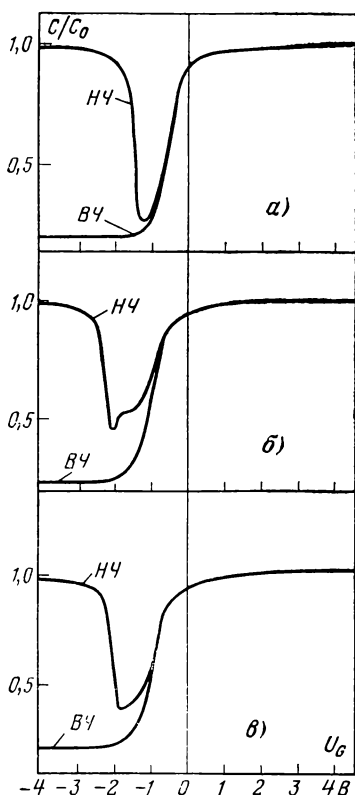


Рис. 1-30. Низкочастотные и высокочастотные вольт-фарадные характеристики полевых приборов для образцов типа:

II (а), V (б), 1-1 (в).

в сухом кислороде, напыления алюминия с помощью электронного пучка и последующего отжига в водороде при температуре 350°C. Подложками служили пластины электронного и дырочного кремния (соответственно квадраты и треугольники на экспериментальных кривых). Сплошные кривые относятся к образцам, подвергнутым термополевому старению, пунктирные — к контрольным образцам.

На рис. 1-31 можно выделить два пика плотности состояний. Для большинства исследованных структур характерно присутствие второго из этих пиков. В качестве примера на рис. 1-31 показано энергетическое распределение N_{ss} для подвергнутых старению МОП-структур типа He-1 (верхняя кривая) и H₂-1 (нижняя кривая). Обозначения по осям координат соответствуют рис. 1-30.

Во всех исследованных МОП-структурах термополевое старение вызывает рост N_{ss} и сдвиг потенциала плоских зон, соответствующий увеличению отрицательного потенциала. Однако количественные закономерности этих эффектов зависят от технологии изготовления структур.

Обнаружено, что чем больше исходная величина N_{ss} , тем больше значение N_{ss} после термополевой обработки. Это иллюстрируется на рис. 1-32, где представлены экспериментальные значения, связывающие N_{ss} до и после обработки (по оси абсцисс отложены исходные значения N_{ss}^* , измеренные в $\text{см}^2 \cdot \text{эВ}^{-1}$, а по оси ординат N_{ss} — после термополевого старения в тех же единицах). Сплошная линия получена на основании математической обработки экспериментальных данных. Корреляция этой регрессионной зависимости с экспериментом очень хорошая. Свойства МОП-структур зависят как от материала металлического электрода, так и от условий изго-

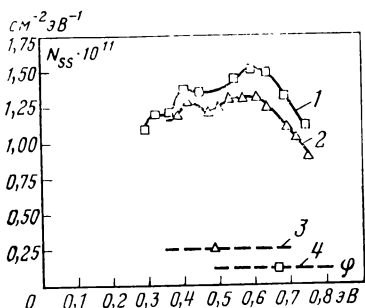


Рис. 1-31. Зависимость удельной плотности поверхностных состояний от нормированной энергии электрона.

1 — окисление в сухом O₂; 2 — алюминиевый затвор прибора получен электронно-лучевым испарением; 3 — после отжига в N₂ при температуре 550°C; 4 — свежеприготовленный образец.

товления структуры. Так, локализация пика N_{ss} составляет 0,47, 0,57, 0,61 и 0,75 эВ соответственно для Al, нанесенного на окисел, полученный в парах воды, Al, нанесенного на двухслойный диэлектрик, Gr—Au-контакта и Al, нанесенного на окисел, полученный в сухом кислороде. Наибольшие изменения потенциала плоских зон при прочих равных условиях соответствуют образ-

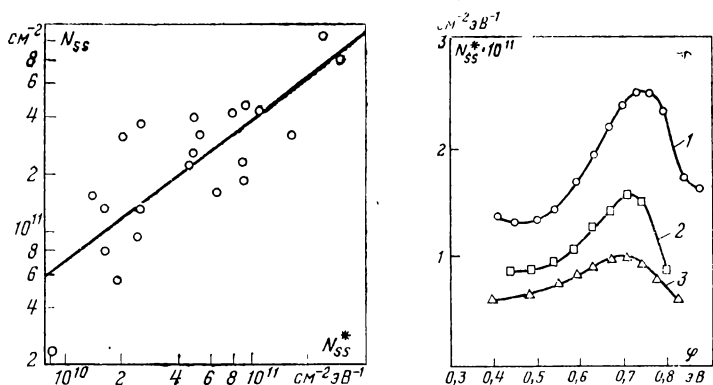


Рис. 1-32. Зависимость удельной плотности поверхностных состояний приборов обозначено до — «кружком» и после — «сплошная линия» термообработки.

Рис. 1-33. Энергетическое распределение удельной плотности поверхностных состояний. Величина отрицательного смещения затвора, В. 1 — 4; 2 — 10; 3 — 20.

цам, в которых Al наносился электронно-лучевым распылением и связано с воздействием на окисел мягких рентгеновских лучей, возникающих при торможении электронов.

Расположение пика поверхностных состояний зависит также от условий старения — величины приложенного напряжения смещения и длительности термообработки. На рис. 1-33 представлены энергетические зависимости N_{ss} при обработке идентичных структур в течение 15 мин при температуре 300°C и потенциале —4, —10 и —20 В (обозначения по осям соответствуют рис. 1-31). Видно, что величина смещения влияет как на энергетическое положение, так и на амплитуду пиков N_{ss} . Один из пиков, расположенный в интервале 0,4—0,5 эВ растет по

величине при малых смещениях, быстро достигая насыщения. Амплитуда более глубокого пика, расположенного в интервале 0,6—0,8 эВ, линейно увеличивается с ростом напряжения смещения во всем использованном диапазоне потенциалов.

Изменения величины N_{ss} при фиксированных температуре и напряжении смещения пропорциональны логарифму времени нагрева. При температурах 250 и 300°C и напряженности поля в окисле 10^6 В/см, энергия активации процесса образования поверхностных состояний составляла 1,4—1,5 эВ.

Изложенные результаты позволяют сделать следующие заключения.

1. Во всех исследованных термических окислах термополевое старение приводило к появлению пика плотности граничных состояний N_{ss} , локализованного в нижней половине запрещенной зоны кремния.

2. Исключением из этого правила являлись МОП-структуры IV типа (см. табл. 1-4), в которых окисел выращивался в атмосфере водяного пара, а алюминиевый металлический электрод формировался распылением с помощью электронного пучка.

3. Применение различных материалов электрода влияет на энергетическое положение пика плотности состояний.

4. Рост плотности состояний без искажения их энергетического распределения наблюдается лишь в структурах типа VI (окисел выращивался в атмосфере сухого кислорода).

5. При прочих равных условиях образцы из p -Si обладали более высокой плотностью поверхностных состояний, чем структуры n -Si.

6. Энергетическое распределение N_{ss} не зависело от ориентации поверхности кремниевых пластин. Изменение потенциала плоских зон на образцах, ориентированных по плоскости (111), было значительно выше, чем в случае ориентации (100). В то же время изменения N_{ss} зависят от ориентации кремния только для структур типа II.

7. В образцах с двухслойным покрытием пик плотности состояний расположен в середине запрещенной зоны кремния.

8. У образцов, подвергнутых высокотемпературному нагреву, на изменения N_{ss} при старении различие мате-

риала металлического электрода сказывается сильнее, чем изменения газовой атмосферы.

Высокотемпературный нагрев структур повышает их стабильность. Этим, видимо, и объясняется высокая стабильность двуслойных диэлектриков, так как процесс формирования Al_2O_3 включал отжиг в водороде при 900°C . Кроме того, двухслойные структуры D_{1-2} оказались более устойчивыми, чем образцы D_{1-1} (см. табл. 1-6), а различие между ними состояло в дополнительном нагреве структур D_{1-2} в атмосфере азота при 1100°C [72].

Роль термообработки диэлектрика. Методы ИК-спектроскопии позволяют не только проводить качественный химический анализ, но и определять (неразрушающим способом) количественный химический состав многокомпонентных пленок. Было проведено исследование осажденных из паровой фазы бинарных арсенидсиликатных и боросиликатных стекол с концентрацией As_2O_3 в диапазоне 0—20 мол. % и B_2O_3 0—100 мол. % соответственно.

Термообработка в аргоне не вызывает существенного изменения колебательной структуры спектра поглощения бинарных арсенид-силикатных пленок, осажденных на кремний с применением в качестве источника жидкой системы SiH_4 AsCl_3 — O_2 — Az . Полоса для Si—O (1060 см^{-1}) сдвигается до 1080 см^{-1} с одновременным увеличением оптической плотности (поглощение) порядка 25—30%. Полоса для As—O (920 см^{-1}) сдвигается до 930 см^{-1} с одновременным уменьшением оптической плотности. Ввиду больших различий в свойствах (при нагреве и испарении) As_2O_3 и SiO_2 как конечных компонентов этой бинарной системы важно установить наличие или отсутствие взаимосвязи между уменьшением интенсивности полосы для As—O и потерями As_2O_3 на испарение при термообработке. Такое изменение состава пленок (или его отсутствие) важно для понимания процесса обратной диффузии мышьяка из стекла при формировании N^+ -слоев в кремнии.

С целью выяснения корреляции между сдвигом ИК-полосы и составом пленки и структурными изменениями был проведен количественный химический анализ арсенид-силикатных пленок до и после термообработки [72]. Интегральные интенсивности полос для Si—O и As—O в диапазоне 1400 — 800 см^{-1} исследовались как функция условий термообработки. Для сравнения исследованы

также спектральные изменения, вызванные химической обработкой пленок в кипящей воде и концентрированной соляной кислоте.

Пленки бинарных арсенид-силикатных стекол наносили на кремниевые подложки с применением смеси $\text{SiH}_4 - \text{AsCl}_3\text{O}_2$ в аргоне при 450°C . Массу пленок определяли с точностью до 20 мкг. Состав пленок определяли также микрорентгеноспектральным методом. Пленки прогревали при 800°C в течение 15 мин в токе аргона (285 л/ч) в печи горизонтального типа. Скорость сканирования при регистрации ИК-спектров составляла 400 и 200 $\text{см}^{-1}/\text{мин}$ для диапазонов 4000—2000 и 2000—250 см^{-1} соответственно. Все спектры регистрировались при комнатной температуре.

На рис. 1-34,а представлены ИК-спектры арсенид-силикатных пленок на кремниевых подложках. Во всех случаях наблюдается положительный сдвиг полосы $\text{Si}-\text{O}$ (1060 см^{-1}) приблизительно на 20 см^{-1} с одновременным возрастанием поглощения в максимуме. Полоса для $\text{As}-\text{O}$ (920 см^{-1}) также обнаруживает положительный сдвиг приблизительно на 10 см^{-1} , но с уменьшением абсолютного поглощения в максимуме. Спектральные изменения для пленок чистого SiO_2 , полученных осаждением из паровой фазы, аналогичны изменениям для бинарных пленок.

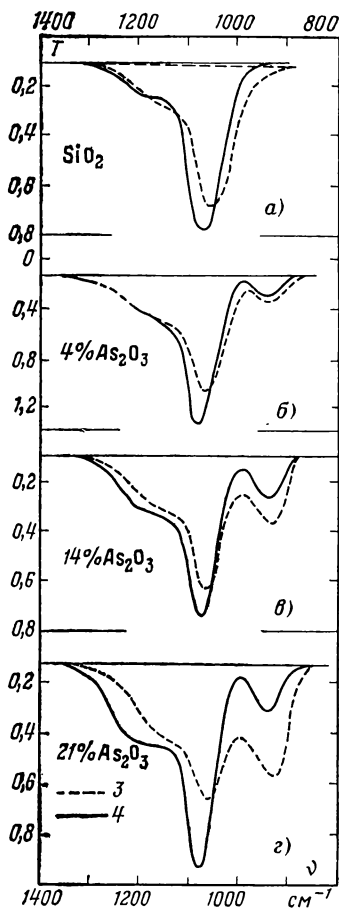


Рис. 1-34. ИК-спектры пленок арсенид-силикатных стекол (АСС) различного состава.

ν — волновое число; T — поглощение; 3 — свежеприготовленный образец; 4 — после термообработки. Указаны образцы (а-г) с различным содержанием As_2O_3 .

Измерения площади ниже кривой поглощения для каждого образца на рис. 1-34 показали отсутствие существенных изменений интегральной интенсивности после термообработки. Можно предполагать, что полное число Si—O и As—O осцилляторов во всех пленках остается неизменным после термообработки, а изменения состава пленки (вследствие улетучивания As_2O_3) отсутствуют. Аналогичную инвариантность интегральной интенсивности в том же спектральном диапазоне обнаруживают и пиролитические пленки SiO_2 , осажденные при 450°C и подвергнутые последующей термообработке. Все это указывает на то, что сдвиг полосы поглощения для SiO_2 и ее сужение являются проявлением структурных изменений в пленке при термообработке. Угловая переориентация Si—O—Si центров и конденсация Si—O цепочек с водородными окончаниями могут служить возможными причинами этих структурных изменений. Следует отметить, что повышение температуры термообработки до $900\text{—}1200^\circ\text{C}$ не приводит к дальнейшим изменениям спектра для пленок SiO_2 .

Характерна инвариантность интегральной интенсивности объединенных Si—O и As—O полос в бинарных пленках и Si—O полосы в пленках чистого пиролитического SiO_2 в диапазоне $1400\text{—}800\text{ см}^{-1}$. Она указывает на то, что As—O полоса в бинарных пленках до термообработки обладает интенсивностью, «заимствованной» у Si—O полосы, расположенной ниже 1000 см^{-1} . Эта заимствованная интенсивность уменьшается при сужении Si—O полосы и сдвиге ее в сторону увеличения частоты при термообработке. Уменьшение интенсивности As—O полосы, таким образом, происходит не за счет уменьшения содержания As_2O_3 в пленках.

Этот вывод подтверждается также химическим анализом пленок, содержащих $1,8\text{—}16,0$ мол. % As_2O_3 до и после термообработки.

Изучалось влияние на состав пленок (содержащих около 20 мол. % As_2O_3) химической обработки в различных средах. На рис. 1-35 представлены изменения спектров ИК-поглощения в диапазоне $1400\text{—}800\text{ см}^{-1}$. Спектральные изменения были аналогичны описанным выше. Однако для пленок, обработанных в кипящей воде и концентрированной соляной кислоте, общая площадь под объединенными Si—O и As—O полосами уменьшилась приблизительно на 25% из-за уменьшения содержания

As_2O_3 , хорошо растворяющегося в воде и концентрированной соляной кислоте. Старение пленок в условиях высокой влажности показало инвариантность интегральной интенсивности. Взвешивание образцов до и после термообработки также указывает на отсутствие потерь вещества.

В производстве полупроводниковых приборов часто в качестве диффузионных источников используют легированные стекла, получаемые разложением паров SiH_4 , B_2H_6 или PH_3 в присутствии O_2 над нагретыми кремневыми подложками. Диффузию мышьяка до недавнего времени проводили в запаянных ампулах, используя в качестве источника легированный мышьяком порошок кремния.

Арсенид-силикатные стекла (АСС) использовались только как компонент тройных систем $\text{P}_2\text{O}_5\text{—As}_2\text{O}_5\text{—SiO}_2$ и $\text{GeO}_2\text{—SiO}_2\text{—As}_2\text{O}_3$. Известны исследования АСС, полученные с применением AsCl_3 и SiH_4 или AsCl_3 и органосилов. Рассмотрим свойства АСС, полученных окислением SiH_4 и AsH_3 [73].

Стекла осаждались на кремневых (100) подложках p -типа (10 Ом·см) при 500°C . В реактор подавали 1% SiH_4 в Ar (380 см³/мин), 1% AsH_3 в Ar (2—70 см³/мин), O_2 (80 см³/мин); полный расход Ar составлял 3200 см³/мин. Толщина стекло составляла $0,6 \pm \pm 0,02$ мкм.

На рис. 1-36 представлена зависимость скорости осаждения АСС от концентрации AsH_3 в реагентах (1) и концентрации As_2O_3 в стекле. Резкое уменьшение ско-

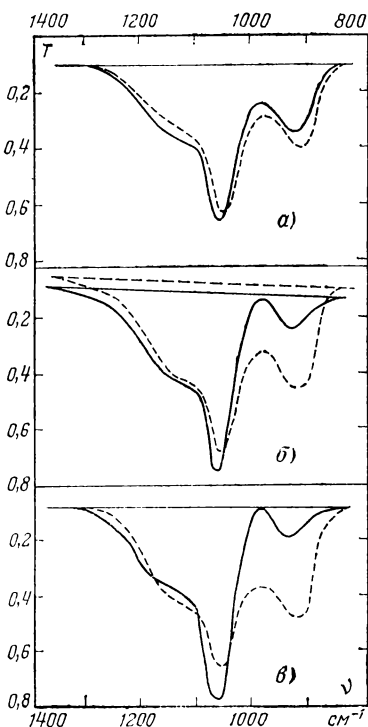


Рис. 1-35. ИК-спектры АСС после обработки.

a — 100%-ная влажность в течение 675 ч; σ — 3 мин в кипящей воде; ν — 20 ч в концентрированной HCl . Остальные обозначения аналогичны рис. 1-34.

рости осаждения при высоких концентрациях AsH_3 , вероятно, вызвано прерыванием пиролиза. На рис. 1-37 показана кривая максимальной концентрации AsH_3 в реагентах, при которой возможен пиролиз при заданной температуре (скорость осаждения не менее 0,005 мкм/мин).

Для определения концентрации As_2O_3 в стекле в зависимости от концентрации AsH_3 использовалась методика измерений ИК-спектров поглощения, описанная в [71].

На рис. 1-38 дана зависимость скорости травления АСС от концентрации As_2O_3 ; стекла предварительно уплотняли термообработкой (5 ч при 1100°C в присутствии Ag).

По некоторым причинам диффузионные источники типа стекол с n -примесями более подвержены механическим повреждениям, чем боросиликатные стекла. Фосфоро-силикатные стекла и арсенид-силикатные стекла

не образуют непрерывный ряд твердых растворов (подобно боросиликатным стеклам); это видно из их фазовых диаграмм. Отсюда возникает повышенная тенденция к разделению фаз и кристаллизации. Такие стекла легко растрескиваются и отслаиваются от кремниевой подложки вследствие значительной разницы коэффициентов термического расширения. Перечисленные затруднения и приводят к применению тройных систем.

Повреждение АСС с высокой концентрацией As_2O_3 наблюдается в результате длительной термообработки при высокой температуре; пороговые значения — 1100°C и 7 мол. % As_2O_3 ; дефекты имеют вид скоплений (кластеров) неправильной формы. Пленки АСС, полученные другим способом (разложением AsCl_3), начинают отслаиваться от подложки при концентрации As_2O_3 около

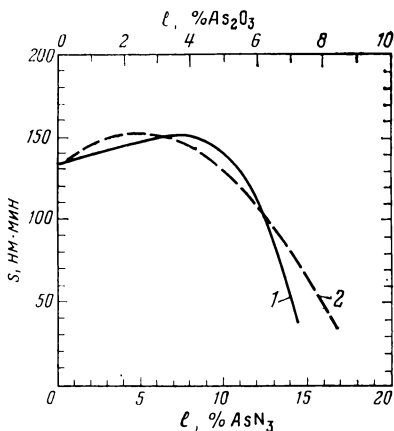


Рис. 1-36. Зависимость скорости осаждения АСС s от концентрации l AsH_3 и As_2O_3 .

1 — содержание AsH_3 в газе; 2 — содержание As_2O_3 в стекле, %.

1 мол. %. Отслоение наблюдается в виде радужных кругов.

Применение кислорода вместо аргона в качестве диффузионной среды меняет природу дефектов: появляются кластеры диаметром до 40 мкм, т. е. в 5 раз больше, чем при использовании аргона. Дефекты в стекле обязательно приводят к образованию дефектов на кремниевой подложке.

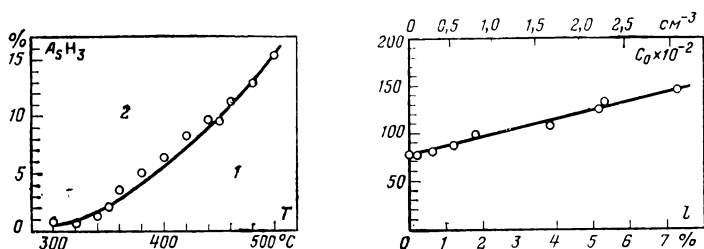


Рис. 1-37. Зависимость максимальной концентрации AsH_3 в реагентах пиролитического процесса осаждения диэлектрика.
1 — область осаждения стекла; 2 — область нулевого осаждения.

Рис. 1-38. Зависимость скорости травления АСС от молярного состава As_2O_3 в стекле (l) после отжига 5 ч в Аг при 1100 $^{\circ}C$.

Диффузию мышьяка из таких стекол в кремний с дополнительной защитой SiO_2 проводили при температуре 1100 $^{\circ}C$ в присутствии аргона или кислорода. Использовались диффузия без барьерного окисла и диффузия через барьерный окисел. Поскольку мышьяк имеет малую скорость диффузии в кремнии, глубины переходов составляли около 1 мкм. Диффузия через термический SiO_2 и в незащищенный кремний обычно исследовалась на одной подложке: с половины ее поверхности удаляли термический окисел и покрывали затем всю поверхность легированным стеклом. После диффузии контролировали также наличие дефектов в стекле. При диффузии в атмосфере аргона мышьяк поступает на поверхность раздела стекло — кремний значительно быстрее, чем его поглощает кремний. Этот слой не растворяется в растворе HF , но легко снимается при УЗ очистке. Известно, кроме того, об образовании «слоя некоторой фазы мышьяка» при использовании стекол, сформированных с применением тетраоксисилана и $AsCl_3$.

Проведенное исследование АСС, осажденных при 500°C из смесей SiH_4 , O_2 и AsH_3 с Ag , показало, что скорость осаждения резко уменьшается при концентрации AsH_3 в смеси реагентов более 10 мол. %, снижая содержание As_2O_3 в стеклах. С изменением температуры осаждения происходит монотонное изменение максимально допустимой концентрации AsH_3 , которая уменьшается до 1 мол. % при 300°C. Скорость травления АСС, подвергнутых уплотнению, в растворе HF увеличивается с ростом концентрации мышьяка в стекле, доходя до 0,15 мкм/мин при 7 мол. % As_2O_3 . Диффузия мышьяка в кремнии из стекол с различной концентрацией As_2O_3 в присутствии аргона дает аномальные результаты по поверхностному сопротивлению диффузионных слоев, чего не наблюдается при замене аргона на кислород. Обнаружена связь между концентрацией As_2O_3 в стеклах и тенденцией к образованию дефектов в стекле при термообработке. Применение кислорода вместо аргона приводит к увеличению глубин переходов и поверхностной концентрации мышьяка в диффузионных слоях.

Глава вторая

ПОЛЕВАЯ И ТОКОВАЯ НЕСТАБИЛЬНОСТЬ ДИЭЛЕКТРИКОВ

2-1. Полевая миграция примесей в диэлектрике

Как было показано в предыдущей главе, технологические режимы нанесения диэлектрика и его термообработка оказывают значительное влияние на характер работы полевых структур. В связи с этим ниже рассматриваются наиболее характерные особенности переноса заряда через некристаллический диэлектрик и эффекты полевой миграции заряженных примесей в пленке. Будет показано, что полевая и токовая нестабильность диэлектрических пленок существенно изменяют режим работы большинства полевых приборов.

МОП-структуры составляют основу разнообразных полевых приборов. Для обеспечения электрической стабильности таких приборов необходимо, чтобы в окисле отсутствовали мобильные ионы, которые может поставлять легко ионизируемый натрий. Ионы натрия легко дрейфуют в окисле и при соответствующем напряжении

смещения достигают поверхности раздела кремний — окисел, где они, оставаясь в форме ионов, вызывают изменение потенциала поверхности кремния. Недавно была описана новая методика пассивации МОП-структур, отличающаяся тем, что при термическом окислении кремния к сухому кислороду добавляют несколько молярных процентов HCl [74]. В то же время в [75] показано, что ионы натрия обладают существенной свободой пере-

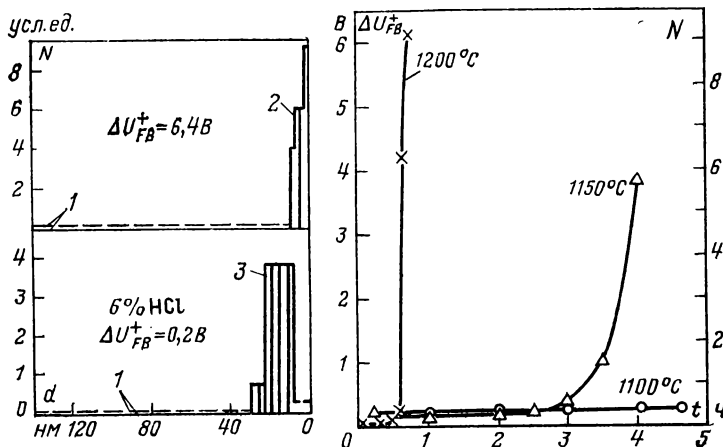


Рис. 2-1. Распределение примесных ионов натрия в пленке SiO₂. 1 — предел чувствительности измерений (95%); 2 — обычный окисел; 3 — окисел, выращенный при добавлении 6% HCl.

Рис. 2-2. Зависимость содержания ионов натрия и изменение потенциала плоских зон в окисле от длительности термообработки.

движения в HCl-окислах и пассивирующий эффект достигается благодаря связыванию и нейтрализации ионов вблизи поверхности раздела кремний — окисел. На основании поведения HCl-окислов, сформированных при различных условиях, предложена модель идентичности всех таких пассивирующих покрытий и механизма передачи заряда от ионов натрия кремниевому электроду.

Эксперимент проводили с окислами, выращенными на подложках кремния *n*-типа $\rho \sim 10$ Ом·см, с ориентацией (100), на которые перед формированием металлизации наносили NaOH или радиоактивный ²²NaCl.

На рис. 2-1 сравнивается распределение натрия после 5 мин нагрева до 250°C в электрическом поле $F = 5 \times$

$\times 10^5$ В/см; загрязняющие соединения натрия на образцы наносили одновременно. Распределение натрия определяли измерением активности ^{22}Na , остающегося в образце при послойном травлении окисла. Сдвиг неискривленной зоны (ΔU_{FB}^+) определяли с помощью вольт-фарадных измерений. Так как HCl-окислы не обладают отрицательным результирующим зарядом, тот факт, что ионы натрия почти достигали поверхности кремния при $\Delta U_{FB}^+ = 0,2$ В (ср. с. 6,4 В в обычном окисле, что соответствует $0,94 \cdot 10^{12}$ ионов/см² при толщине окисла 0,14 мкм), свидетельствует о том, что положительный заряд связанных ионов натрия в HCl-окислах передается кремниевому электроду. Этот вывод согласуется с результатами измерения вольт-амперных характеристик, загрязненных натрием HCl-окислов.

Важное свойство пассивирующего эффекта HCl состоит в том, что с уменьшением температуры пассивация сильно ослабляется, даже если время окисления увеличивают для получения идентичной толщины окисного слоя. Описанные здесь образцы окисляли при 1150°C. При повышении температуры до 1200°C наблюдалась интенсификация окисления, а при 1050°C пассивирующий эффект исчезал полностью. Если предположить, что пассивация обусловлена присутствием хлора (возможно, в комплексе), ослабление пассивации должно указывать на то, что при пониженной температуре сильно уменьшается поступление хлора или вероятность образования комплекса. Другим важным свойством HCl-окислов является уменьшение пассивирующего эффекта, наблюдавшееся при высокотемпературной обработке образцов в отсутствие HCl (табл. 2-1).

На рис. 2-2 показано такое ухудшение в функции времени в результате отжига в атмосфере гелия. В случае обычного отжига окисла затвора, который проводят без извлечения пластин из печи, это ухудшение мало. Эти результаты можно интерпретировать как пробой гипотетического хлорсодержащего комплекса или обратную диффузию хлора из окисла при высокотемпературном отжиге в атмосфере инертного газа.

Собранные в таблицу результаты показывают, что Cl в HCl-окисле образует некоторый Si-O-Cl комплекс. Концентрация HCl и время воздействия были одни и те же для всех образцов; все три образца, на которых оки-

сел выращивали в присутствии HCl, были пассивированы примерно одинаково, а исходная концентрация натрия составляла около 10^{12} ионов/см². С другой стороны, эффект почти не наблюдался если при введении HCl отсутствовала подача кислорода. Можно предположить, что атомы хлора, ответственные за активацию ионов натрия, становятся частью структуры окисла и что хлорсодержащий комплекс может формироваться только во время выращивания окисла.

Таблица 2-1
Свойства легированных пленок SiO₂

Режим окисления	Потенциал плоских зон, В	Концентрация ионов, см ²	Толщина окислов, мкм		Толщина легированного ионами натрия слоя окисла, мкм
			полная	выращено с HCl	
Чистый O ₂ , 20 мин	3,9	99	82	0	—
40 мин (O ₂ + 7,5 % HCl)	0,10	1; 2	167	167	37,5—15
20 мин, O ₂ + 20 мин (O ₂ + 15% HCl)	0,15	2,1	149	67	27—11
20 мин, O ₂ + 20 мин (He + 15% HCl)	2,9	72	83,7	2	—
20 мин, O ₂ + 20 мин (He + 15% HCl + 2% O ₂)	0,13	2,6	101	19	21—10

Фактическое положение хлора в Si-O-Cl комплексе можно определить как замещение кислорода, выражающееся в виде безмостиковой связи. Вероятность такого замещения увеличивается с ростом температуры. С другой стороны, следует предположить нестабильность такой конфигурации, что вызывает со временем ее разрушение (отжиг в атмосфере инертного газа), особенно при высокой концентрации кислорода. Поскольку концентрация кислорода в растущем окисле убывает в направлении поверхности раздела кремний — окисел, этим можно объяснить повышенную концентрацию атомов хлора вблизи указанной границы. Хотя хлор в комплексе нейтрален, ввиду высокого сродства к электрону он способен связывать дрейфующие ионы натрия. Образование молекулы NaCl создает некоторый эквивалент положительно заряженной кислородной вакансии в структуре окисла. Передача положительного заряда кремниевому электроду может происходить путем ступенчатого пере-

хода кислородной вакансии среди соседних атомов кремния. Эта передача заряда не предполагает миграции каких-либо молекул и поэтому соответствует механизму быстрой передачи, на который указывают измерения вольт-амперных характеристик.

Диэлектрическая релаксация. В [76] были впервые рассмотрены процессы диэлектрической релаксации в МОП-структурах с термически выращенными слоями SiO_2 . Эти процессы связывались с наличием положитель-

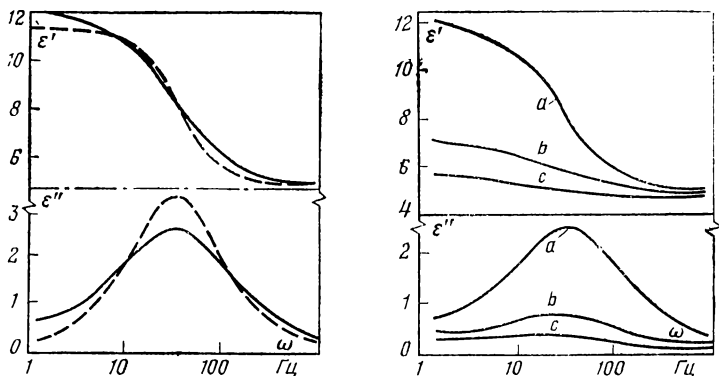


Рис. 2-3. Частотная зависимость действительной (ϵ') и мнимой (ϵ'') составляющих диэлектрической проницаемости структур $\text{Si-SiO}_2\text{-Cr}$.

Рис. 2-4. Влияние процесса естественного старения полевых структур при температуре 400°C на частотные характеристики диэлектрической проницаемости.

но заряженных кислородных вакансий, возникающих при взаимодействии SiO_2 и верхнего металлического электрода. Ниже описываются процессы диэлектрической релаксации в структурах $\text{Au Si-SiO}_2\text{-Cr}$, Au которые, как предполагается, связаны с переносом ионов натрия через диэлектрик. Образцы получали окислением кремния n -типа с удельным сопротивлением $5\text{--}10\text{ Ом}\cdot\text{см}$ в атмосфере сухого O_2 , толщина SiO_2 равнялась 240 нм .

На рис. 2-3 показаны частотные зависимости действительной (ϵ') и мнимой (ϵ'') частей комплексной диэлектрической проницаемости при температуре 400°C .

Пунктиром показаны теоретические дисперсионные кривые для фиксированного времени релаксации. На низких частотах (порядка нескольких герц) эксперимен-

тальные значения значительно превышают теоретические, что может быть связано с наличием еще одного пика ϵ'' на этих частотах.

Важным свойством исследуемых релаксационных процессов является то, что при длительной выдержке при повышенной температуре высота релаксационного максимума значительно уменьшается, а максимум сдвигается в сторону меньших частот. На рис. 2-4 кривые a , b и c соответствуют начальным измерениям, выдержке в течение 12 ч и выдержке в течение 6 сут.

Скорость уменьшения высоты пика ϵ'' возрастает с ростом температуры и увеличивается в случае перегрева в короткозамкнутом состоянии.

Так как поверхностные явления не могут быть причиной появления низкочастотных релаксационных процессов [76], то можно предположить, что появление релаксационных максимумов связано с переносом объемного заряда подвижных ионов. Явление снижения релаксационного максимума при длительном отжиге можно также объяснить захватом подвижных ионов в приэлектродной области. В этом случае данный процесс должен зависеть от разности работ выхода между металлом и полупроводником [70].

Если построить зависимость логарифма частоты, соответствующей максимуму ϵ'' , от обратной температуры, то можно получить энергию активации релаксационного процесса. Экспериментальные результаты показывают, что энергия активации изменяется в пределах $(1,10-1,5) \cdot 10^5$ Дж/моль, причем с ростом концентрации подвижных ионов она уменьшается. Эти величины находятся в хорошем соответствии с величиной $1,05 \cdot 10^5$ Дж/моль, полученной в [72] для переноса ионов натрия. Исследование соответствия описанных релаксационных процессов и процессов переноса ионного заряда в SiO_2 можно провести путем контролируемого «загрязнения» исходных образцов ионами натрия. Следует, однако, отметить, что степень связанности и характер взаимодействия ионов со структурой SiO_2 могут быть различными при разных способах «загрязнения». Предварительные исследования, проведенные путем напыления Na_2CO_3 , показали, что амплитуда максимума ϵ'' для «загрязненных» образцов в 10—100 раз выше, чем для образцов, не подвергнутых «загрязнению». В образцах с наибольшей концентрацией ионов натрия энергия активации снижа-

лась до 10^5 Дж/моль, что согласуется с приведенными выше значениями.

Распределение потенциала. Характер распределения потенциала в структуре Si—SiO₂—металл оказывает определенное влияние на полевую и токовую стабильность приборов при их эксплуатации [77].

Пластины кремния ($\rho=1$ Ом·см) после химической полировки подвергались окислению в потоке O₂ до получения слоя SiO₂ толщиной 400 нм. Затем слой SiO₂ стравливался и наращивался слой толщиной 200 нм, который частично удалялся. Рабочий слой SiO₂ выращивался в потоке сухого O₂ при 900°C и атмосферном давлении. Полевые электроды наносили распылением металла в ионном пучке. Омический контакт к кремнию изготавливался напылением золота для образцов *p*-типа или магния для образцов *n*-типа. Отжиг образцов осуществлялся в атмосфере сухих газов — азота или водорода при 350—450°C.

На каждый образец наносили около 80 металлических пятен, из которых, по крайней мере, 3 подвергались всестороннему исследованию. Отклонения параметров, измеренных на разных пятнах, составляли: $\pm 2\%$ по напряжению плоских зон, $\pm 5\%$ по емкости и $\pm 15\%$ по заряду и плотности состояний, которые определялись независимо по результатам измерений емкости и проводимости. Емкость диэлектрика определялась по максимальной емкости МОП-структуры в режиме сильного накопления. Эффективная толщина SiO₂ определялась при значении диэлектрической постоянной 3,82 для толстого окисла. Наклон прямой ветви вольт-амперной характеристики исследованных образцов составлял $n = (dU_B/d \ln I) q/kT \geq 1,5$, в то время как на аналогичных точечных контактах металл — полупроводник были получены значения ниже 1,05.

Экспериментально определены значения высоты потенциального барьера МОП-структур с толщиной окисла порядка 2—4 нм с полевыми электродами из Au, Cr, Cu и Mg, а также зависимости этих величин от толщины SiO₂ и температуры отжига образцов для определения типа поверхностных состояний и разности работ выхода металл — кремний (табл. 2-2).

Полученные вольт-амперные характеристики свидетельствуют о зависимости тока в режиме обеднения поверхности кремния от эмиссии основных носителей че-

Таблица 2-2

Максимальный избыточный ток, связанный с рекомбинацией и туннелированием носителей через поверхностные состояния МОП-структуры

Материал электрода	Толщина окисла, нм	Плотность поверхностных состояний, см ⁻²	Максимальный избыточный ток, А
Mg	2,8	$6,8 \times 10^{12}$	$2,5 \times 10^{-5}$
Cr	2,6	$2,3 \times 10^{12}$	$1,5 \times 10^{-5}$
Cr	3,1	$2,1 \times 10^{12}$	$2,0 \times 10^{-7}$
Cu	3,1	$2,8 \times 10^{12}$	$1,8 \times 10^{-5}$
Cu	3,7	$3,5 \times 10^{12}$	$2,0 \times 10^{-7}$

рез барьер, существующий на поверхности кремния, и их туннелирования через SiO₂ в металл. Избыточные токи в прямом и обратном направлениях создаются основными носителями для кремния, рекомбинирующими на поверхностных состояниях, а затем туннелирующими в металл. Приложенное извне напряжение частично падает на слое SiO₂, что приводит к уменьшению прямого тока и в результате вызывает существенные отклонения от идеальной характеристики, подчиняющейся экспоненциальному закону.

2-2. Перенос заряда в пленочном диэлектрике

Рассмотрим в общем виде задачу о переносе заряда в тонкопленочном некристаллическом диэлектрике в достаточно сильных полях, когда известным классическим выражением для проводимости Кубо-Гринвуда [6, 9] пользоваться нельзя из-за появления полевой зависимости проводимости, а эффектами увлечения фононов и разогревом электронов в сильном поле можно пренебречь.

В данном разделе решается задача о нахождении аналитического выражения для плотности тока, обусловленного многофононным взаимодействием инжектированных в широкозонный диэлектрик электронов на локализованных состояниях с произвольной степенью перекрытия волновых функций электронов на этих состояниях, в приближении модели флуктуаций плотности для некристаллического тонкопленочного диэлектрика в широком интервале эксплуатационных температур.

Выбор модели флуктуаций плотности обусловлен тем, что такие широкозонные диэлектрики с преобладающим ковалентным характером межатомных связей, как SiO₂, Si₃N₄ и отчасти Al₂O₃ наиболее широко используются в современной микроэлектронике. Именно у этих материалов при их достаточно высокой степени чистоты ответственными за появление локализованных состояний являются флуктуации плотности вещества, возникающие в процессе осаждения или выращивания пленок на подложке.

Сущность рассматриваемой здесь авторами книги модели прыжковой проводимости заключается в следующем. Предполагается, что инжектируемые в диэлектрик (подразумевается пленка аморфного широкозонного диэлектрика) электроны из-за наличия неомического контакта у катода первоначально захватываются на локализованные состояния в прикатодной области диэлектрика, энергетически заполняя хвосты плотности состояний в зоне низкой подвижности $\epsilon_{\mu c}$ с основной энергией ϵ_F вблизи квазиуровня Ферми (рис. 2-5). При

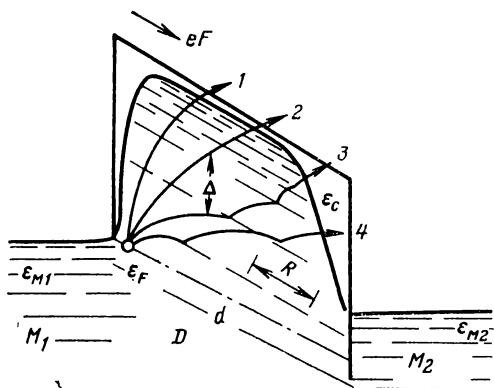


Рис. 2-5. Зонная диаграмма локализованных электронных состояний в аморфном диэлектрике в системе M_1 — D — M_2 .

1 — двухфононный перескок; **2** — прямой перескок электрона; **3** — многофононный перескок; **4** — изоэнергетический дрейф по полю.

эксплуатационных температурах энергия горячих электронов в рассматриваемом здесь поле оказывается недостаточной для преодоления контактного барьера, поэтому вкладом туннельного или надбарьерного механизма эмиссии из электродов в зону высоких подвижностей диэлектрика можно пренебречь. Поле объемного заряда в прикатодной области диэлектрика изменяет характер распределения носителей по состояниям, поэтому его следует учитывать при нахождении полного тока.

Ограничимся рассмотрением аморфного ковалентного диэлектрика, плотность электронных состояний в хвосте у которого описывается функцией вида

$$\rho(\epsilon) = \rho_0 \exp(\epsilon/\Delta), \quad (2-1)$$

где параметр Δ учитывает характер взаимодействия электрона с ловушкой и корреляцию между электронными состояниями ρ_0 ; ϵ — энергия электрона.

Суммарный заряд в прикатодной области пленочного диэлектрика находится интегрированием по всем электронным состояниям

$$Q = edS\rho_0 \int_0^{\epsilon_F} \exp(\epsilon/\Delta) d\epsilon = edS\rho_0 [\exp(\epsilon_F/\Delta) - 1], \quad (2-2)$$

где e — заряд электрона; S — площадь электрода, d — толщина диэлектрика. С другой стороны, полный заряд

в диэлектрике может быть определен через эффективную емкость и напряжение U , приложенное к пленке, т. е.

$$Q = \kappa \kappa_0 U / 4\pi d, \quad (2-3)$$

где κ — диэлектрическая постоянная пленки; κ_0 — проницаемость вакуума. Приравнявая оба выражения для Q , находим полевое изменение квазиуровня Ферми

$$\varepsilon_F = \ln(AFd^{-1} + 1), \quad (2-4)$$

где $A = (\kappa \kappa_0) / 4\pi e r_0 \Delta$.

Будем искать выражение для полного тока, обусловленного переносом заряда посредством перескоков электронов по локализованным состояниям, распределенным с плотностью $\rho(\varepsilon)$ от квазиуровня Ферми до края зоны высоких подвижностей $\varepsilon_{\mu c}$ (см. также гл. 3). В стационарном состоянии и отсутствии внешнего поля выражение для плотности тока имеет вид [6]:

$$J(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) = \frac{e}{4\pi^3} \int \mathbf{v}_{\mathbf{k}} f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) d\mathbf{k}, \quad (2-5)$$

где $\mathbf{k}$ — волновой вектор электрона; $\mathbf{r}$ — координата; t — время; $\mathbf{v}$ — дрейфовая скорость электрона; $f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)$ — функция распределения электронов по состояниям.

Если к диэлектрику приложено внешнее поле F , то формула (2-5) переписывается в виде

$$J(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}) = \frac{e^3 \langle l \rangle F}{4kT\pi^3} \int_{\Omega} \mathbf{v}_{\mathbf{k}} \langle f(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}) \rho(\mathbf{k}, \mathbf{k}) \rangle d\Omega, \quad (2-6)$$

где $\langle l \rangle$ — средняя длина свободного пробега электронов, в аморфном диэлектрике $\langle l \rangle \sim a$, где a — межатомное расстояние; $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$ — волновой вектор электрона до и после рассеяния; $\mathbf{q}$ — волновой вектор фонона. Интегрирование в (2-6) по Ω следует проводить по всем $\mathbf{k}$, $\mathbf{k}'$ и $\mathbf{q}$ независимо (в отличие от кристаллов, где $\mathbf{k}' = \mathbf{k} + \mathbf{q}$ в сферических координатах с учетом пространственной поляризации фононов j). Функция $\rho(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ соответствует плотности конечных электронных состояний.

Перенос заряда при низких температурах является весьма сложным, поэтому мы рассмотрим пленочный ковалентный диэлектрик в приближении низких температур, когда термической ионизацией локализованных состояний можно пренебречь, т. е. $T \ll \theta$, где θ — температура Дебая. Выражение в угловых скобках (2-6) означает полное изменение функции распределения электронов под действием поля за счет электрон-фононного взаимодействия.

Для нахождения этого выражения следует учесть вклад всех прямых и обратных электронных переходов в области состояний

$[\epsilon_F, \epsilon_{\mu c}]$ за счет поглощения и испускания фононов с учетом вероятности осуществления начального и незанятости конечного электронного состояния. В результате получаем:

$$\begin{aligned} \langle f(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}) \rho(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \rangle = & \{f(\mathbf{k}) [1 - f(\mathbf{k})] (N_{\mathbf{q},j} + 1) \rho_1(\mathbf{k}') - \\ & - f(\mathbf{k}') [1 - f(\mathbf{k})] N_{\mathbf{q},j} \rho_2(\mathbf{k})\} \delta(\epsilon_{\mathbf{k}'} - \epsilon_{\mathbf{k}} + n\hbar\omega_{\mathbf{q},j} - eRF) - \\ & - \{f(\mathbf{k}) [1 - f(\mathbf{k}')] N_{\mathbf{q},j} \rho_2(\mathbf{k}') - f(\mathbf{k}') [1 - f(\mathbf{k})] (N_{\mathbf{q},j} + 1) \rho_1(\mathbf{k})\} \times \\ & \times \delta(\epsilon_{\mathbf{k}} - \epsilon_{\mathbf{k}'} - n\hbar\omega_{\mathbf{q},j} + eRF). \end{aligned} \quad (2-7)$$

Здесь первый член в фигурных скобках учитывает прямые и обратные переходы по полю с поглощением фононов; второй член — те же процессы против поля F , сопровождающиеся испусканием фононов; R — расстояние между уровнями; n — число фононов; $\omega_{\mathbf{q},j}$ — частота фонона с поляризацией j .

Выражение для скорости фононно-стимулированного перескока для преобладающего рассеяния электронов на акустических фононах в приближении модели малых поляронов [8] имеет вид:

$$\begin{aligned} v(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = & \frac{M^2 \mathbf{k}, \mathbf{k}'}{\hbar^2} \exp(-2S) \exp\left(-\frac{\zeta}{2kT}\right) \times \\ & \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \int_{-\infty}^{\infty} [F(t)]^n \cos \frac{\zeta t}{\hbar} dt, \end{aligned} \quad (2-8)$$

где $M_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}$ — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия;

$$S = N^{-1} \sum_{\mathbf{q}} |\gamma'(\mathbf{q}) - \gamma(\mathbf{q})|^2 \operatorname{ctgh} \frac{\hbar\omega_{\mathbf{q}}}{2kT}; \quad (2-9)$$

$$F(t) = N^{-1} \sum_{\mathbf{q}} |\gamma'(\mathbf{q}) - \gamma(\mathbf{q})|^2 \operatorname{csh} \frac{\hbar\omega_{\mathbf{q}}}{2kT} \cos \omega_{\mathbf{q}} t; \quad (2-10)$$

k — постоянная Больцмана; ζ — энергия перескока, $\zeta \approx \Delta$.

Суммирование по n в (2-8) соответствует полному вкладу всех фононов, участвующих в процессе переноса заряда по локализованным состояниям. Вклад в полное изменение энергии электрона, описываемый δ -функцией в (2-7), при многофононном рассеянии определяется выражением вида

$$\epsilon_j = \epsilon_{j_0} - 2N^{-1} \sum_{\mathbf{q}} |\gamma_j(\mathbf{q})|^2 \hbar\omega_{\mathbf{q},j}, \quad (2-11)$$

где $\gamma_j(\mathbf{q})$ — константа электрон-фононного взаимодействия в аморфном диэлектрике для j -колебательной ветви фононного спектра.

С учетом (2-11) можно упростить выражение (2-10)

$$|\gamma'(q) - \gamma(q)|^2 = \gamma \frac{\omega_D}{\omega_q} f^2(\hbar\omega_q), \quad (2-12)$$

где $\gamma = Z^2/Mu^2\hbar\omega_D$, Z — деформационный потенциал диэлектрика; u — скорость распространения звука в пленочном диэлектрике (заметьте, что в данном случае $\omega_q = uq$); ω_D — частота Дебая и

$$f(\hbar\omega_q) = \begin{cases} 1 & \text{при } \omega_q < \omega_{\text{макс}}; \\ 0 & \text{при } \omega_q > \omega_{\text{макс}}; \end{cases} \quad (2-13)$$

$\omega_{\text{макс}} \sim \omega_D$ при достаточно низких температурах и $\hbar\omega_{\text{макс}} > \Delta > kT$. Тогда выражение (2-8) упрощается:

$$v(k, k') = M^2_{k, k'} \exp \left[-\frac{|\Delta| \pm \Delta}{kT} + 2S_0 \right] \times \\ \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\pi}{\hbar |\zeta|} \left[3\gamma \left(\frac{\Delta}{\hbar\omega_D} \right)^2 \right]^n [n! (2n-1)!]^{-1}, \quad (2-14)$$

где $S_0 = \frac{3}{2} \gamma \left(\frac{\omega_{\text{макс}}}{\omega_D} \right)^2$ и $\gamma \gg 1$, а знак „ $\pm$ “ соответствует погло-

щению или испусканию фонона. Для аморфного диэлектрика $\omega_{\text{макс}}/\omega_D \sim 1$ и $\Delta \sim 10^0 \div 10^{-2}$ эВ, тогда член $3\gamma(\Delta/\hbar\omega_D)^2 \gg 1$ и $S_0 \gg 1$, а суммирование по $n=1, 2, 3 \dots$ соответствует вкладу 1, 2, 3 ...-фононных процессов в проводимость.

Статистические члены, т. е. число фононов $N_{q,j}$ с поляризацией j и функция распределения электронов $f(k)$ имеют вид:

$$N_{q,j} = \left(\exp \frac{n\hbar\omega_{q,j}}{kT} - 1 \right)^{-1} \text{ и } f(k) = \\ = \left(\exp \frac{\epsilon_{k'} \pm \epsilon_0 \mp eRF\rho}{kT} + 1 \right)^{-1}, \quad (2-15)$$

где $\epsilon_0 = n\hbar\omega_{q,j} + \epsilon_F$, показать ρ у полевого члена в общем виде характеризует механизм эмиссии из электродов (например, для эмиссии Шоттки $\rho=0,5$). Функции плотности конечных электронных состояний в (2-7) имеют вид:

$$\rho_1(k) = \rho_1(k') = \hbar k' \rho_0 / m^*; \quad \rho_2(k) = \Omega q^2 \rho'_0 / 2\pi^2 \hbar u; \\ \rho_2(k') = \rho'_0 \exp(-\epsilon/\Delta), \quad (2-16)$$

здесь m^* — масса электрона; Ω — объем основной ячейки для фононов.

Чтобы учесть вклад всех электронов в выражении для плотности полного тока, следует выполнить интегрирование по всем электронным состояниям с энергией $\epsilon = [\epsilon_{\mu c}, \infty]$. Получаем:

$$\begin{aligned}
 J(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}) = & \frac{64\pi^3 C \hbar^2 e^2 a F}{M \Omega^2 k T \gamma u} \times \\
 & \times \int_{\Omega} \mathbf{q}^{-1} M^2_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \left\{ \exp \left(-\frac{\epsilon_{\mu c} + n \hbar u q + \epsilon_F - e R F \rho}{k T} \right) \times \right. \\
 & \times \frac{k T \hbar \mathbf{k}' \rho_0}{m^*} + \exp \left(-\frac{\frac{\hbar^2 \mathbf{k}'^2}{2 m^*} + 2 n \hbar u q + \epsilon_F + e R F \rho}{k T} \right) \times \\
 & \times \frac{\rho_0 \Omega q^2}{2 \pi^2 \hbar u} - \exp \left[-\left(\frac{\epsilon_{\mu c} - \epsilon_F - e R F \rho}{k T} - \frac{\epsilon_c}{\Delta} \right) \right] \rho'_0 - \\
 & \left. - \exp \left(-\frac{\frac{\hbar^2 \mathbf{k}'^2}{2 m^*} - n \hbar u q - \epsilon_F + e R F \rho}{k T} \right) \frac{\hbar \mathbf{k}' \rho_0}{m^*} \right\} d\Omega. \quad (2-17)
 \end{aligned}$$

Расчет матричного элемента перехода электрона с локализованного состояния, описываемого волновой функцией вида $\varphi_1 \sim \exp[-\gamma(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)]$, в область делокализованных состояний с квазиблоховскими функциями $\varphi_2 \sim \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$ для одномерного случая сводится к нахождению следующего интеграла:

$$\begin{aligned}
 M_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} & \sim \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i k x) \frac{\partial}{\partial x} \exp[-\gamma |x - x_0|] dx = \\
 & = -i k \exp(i k x_0) \left[\int_{-\infty}^0 \exp(i k + \gamma) x dx + \right. \\
 & \left. + \int_0^{\infty} \exp(i k - \gamma) x dx \right] = -\frac{2i \gamma k e^{i k x_0}}{k^2 + \gamma^2}, \quad (2-18)
 \end{aligned}$$

откуда находим выражение для квадрата матричного элемента с точностью до нормировочной константы

$$|M_1|^2 \sim \frac{4 \gamma^2 k^2}{(k^2 + \gamma^2)^2}. \quad (2-19)$$

Для трехмерного случая вычисление проводится аналогично

$$\int_{\Omega} \exp(i \mathbf{k} \mathbf{r}) \nabla \exp[-\gamma |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|] d^3 \mathbf{r} = -\frac{8 \pi i \mathbf{k} \gamma e^{i \mathbf{k} \mathbf{r}_0}}{(|\mathbf{k}|^2 + \gamma^2)^2}, \quad (2-20)$$

откуда находится выражение для $|M_3|^2$ с точностью до нормировочной постоянной

$$|M_3|^2 \sim \frac{64\pi^2 \gamma^2 (\mathbf{k} + \mathbf{q})^2}{[|\mathbf{k} + \mathbf{q}|^2 + \gamma^2]^4}. \quad (2-21)$$

Выражение для нормировочной постоянной находится после подстановки в (2-21) нормированных волновых функций электрона в начальном локализованном $\exp[-\gamma|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|]/\sqrt{2\pi/\gamma^3}$ и конечном делокализованном $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})/\sqrt{\Omega}$ состоянии.

Подставляя (2-7), (2-14), (2-15)—(2-21) в (2-16) и выполняя интегрирование по всем $\mathbf{k}$, $\mathbf{k}'$, $\mathbf{q}$, преобразуем выражение (2-17) к окончательному виду

$$\begin{aligned} J(F, T, d) = & \frac{2^2 \pi^5 e a C^2 \Delta F}{\hbar^2 M \Omega^2 u^2 q_0 k T} \times \\ & \times \exp \left[- \left(3\gamma + \frac{\Delta}{kT} \right) \right] \sum_{n=1}^{\infty} [3\gamma (\Delta/\hbar \omega_0)^2]^n / n! \times \\ & \times (2n-1)! \left\{ \frac{f \alpha^4 e^{-b}}{2} \text{Ei}(\alpha q_0) \left(1 - \frac{\gamma^2 \alpha^4}{12} \right) - \right. \\ & - p_0 \frac{\alpha k^2}{2} e^{C\alpha - g} \text{Ei}(\alpha q_0^2) + \frac{w}{2} \left[\frac{(q_0 + k)^4}{((k + q_0)^2 + \gamma^2)^3} + \right. \\ & \left. \left. + \frac{k^4}{(k^2 + \gamma^2)^3} \right] - \frac{f}{kT} \frac{\gamma^2 \alpha^2}{2k^4} e^{-y} \text{Ei}(\alpha q_0) \right\}, \quad (2-22) \end{aligned}$$

где M — масса атома; C — средняя кинетическая энергия электрона при перескоке; $\text{Ei}(x)$ — функция Эйлера, а также введены следующие обозначения:

$$\alpha = \hbar u / kT; \quad b = (\epsilon_{\mu c} + \epsilon_F - eRF^p) / kT; \quad c = k^2 + \gamma^2;$$

$$g = (\hbar^2 k'^2 / 2m^* + \epsilon_F + eRF^p) / kT; \quad f = kT \hbar k' \rho_0 / m^*;$$

$$w = \exp [- ((\epsilon_{\mu c} - \epsilon_F - eRF^p) / kT + \epsilon_c / \Delta)];$$

$$y = (\hbar^2 k'^2 / 2m^* - \epsilon_F + eRF^p) / kT; \quad p_0 = \rho'_0 \Omega / 2\pi^2 \hbar u. \quad (2-23)$$

Подставляя (2-4) и (2-23) в (2-22) и учитывая вклад основных членов по F , T и d , можно найти вид функциональной зависимости плотности тока от величины приложенного к диэлектрику поля F , его температуры T и толщины d для различной энергии перескока Δ

$$\left. \begin{aligned} J(F) &\sim F^{1/kT} \exp \left(- \frac{\epsilon_{\mu c} - eRF^p}{kT} \right); \\ J(T) &\sim T^{-1} (AFd^{-1})^{-1/kT} \exp \left(- \frac{\epsilon_{\mu c} - eRF^p}{kT} \right); \\ J(d) &\sim d^{-1/kT}; \\ J(\Delta) &\sim \Delta^{-(1/kT)+1} \exp(-\Delta/kT). \end{aligned} \right\} \quad (2-24)$$

Полученное выражение удобно для качественного сравнения с экспериментом. Количественное сравнение затруднено из-за отсутствия данных для ряда физических констант для аморфных диэлектрических пленок. Качественный характер изменения плотности тока от перечисленных параметров диэлектрика показан на рис. 2-6.

Таким образом, при достаточно низких температурах сохраняется активационный характер изменения тока в диэлектрике, однако

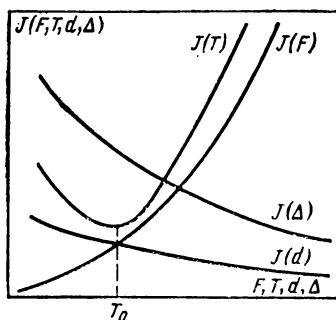


Рис. 2-6. Качественный характер изменения плотности тока в функции параметров аморфного диэлектрика при низких температурах.

в отличие от массивных образцов с кристаллической структурой в данном случае наблюдается более слабая зависимость тока от величины приложенного поля. Характерно, что даже при очень низких температурах преобладает механизм активационного туннелирования по ближайшим локализованным состояниям, когда суммарный ток слабо уменьшается с ростом T при фиксированном поле F . У температурной кривой тока имеется размытый минимум при T_0 . Величина T_0 (рис. 2-6) соответствует случаю, когда электроны могут поглотить не более одного фона с частотой $kT/\hbar$ в дальнейшем рост тока с температурой осуществляется по закону около $\exp(-T^{-1})$. С увеличением толщины диэлектрика той слабо уменьшается.

Более резкая зависимость наблюдается у $J(\Delta)$, однако с ростом температуры эта зависимость становится более плавной и выходит на насыщение.

Перенос заряда при высоких температурах. В случае высоких температур $T \gg \theta$ расчет проводится аналогично предыдущему, однако теперь можно упростить выражения типа (2-15) при подстановке в (2-7). Фононные члены при расчете заменяются на $kT/n\hbar u q$, а предынтегральное выражение в (2-16) умножается на kT . Интегрирование по энергии ϵ от квазиуровня Ферми ϵ_F до края зоны высоких подвижностей $\epsilon_{\mu c}$ при $\alpha \ll 1$ приводит к следующему выражению для плотности тока:

$$J(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}) = J_0 (F k T / \Delta n \hbar u) \int_0^{q_0} q^{-3} \{ [(\epsilon_c - \epsilon_F) / kT + \\ + \ln(1 + \exp(2\epsilon_F + n\hbar u q - eRF^D) / kT) - \ln(1 + \exp(\epsilon_c - \epsilon_F + \\ + n\hbar u q - eRF^D) / kT)] \left(\frac{-B}{1+B} \right) (\hbar \mathbf{k}' \rho_0 / m^*) - [(1 + \exp(\epsilon' + \epsilon_F + \\ + n\hbar u q + eRF^D) / kT)]^{-1} [\ln(1 + \exp(\epsilon_c + \epsilon_F + n\hbar u q + eRF^D) / kT) - \\ - \ln(1 + \exp(2\epsilon_F + n\hbar u q + eRF^D) / kT)] (\rho'_0 \Omega^2 q) / (2\pi^2 \hbar u) + \\ + \exp(-(\epsilon_F + n\hbar u q + eRF^D) / kT) [\ln(1 + \exp(\epsilon_c - \epsilon_F -$$

$$\begin{aligned}
& - n\hbar u q - eRF^D)/kT) - \ln(1 + \exp(-n\hbar u q + \\
& + eRF^D)/kT)) \rho'_0 \left(\frac{-C}{1+C} \right) - (1 + \exp(\epsilon_F - n\hbar u q + \\
& + eRF^D)/kT)^{-1} \rho_0(\hbar \mathbf{k}')/(m^*) [\ln(1 + \exp(\epsilon_{\mu c} - \epsilon_F - \\
& - n\hbar u q + eRF^D)/kT) - \ln(1 + \exp(-eRF^D - n\hbar u q)/kT)]\}, \quad (2-25)
\end{aligned}$$

где приняты обозначения

$$\begin{aligned}
B &= \exp[(\epsilon' + \epsilon_F + n\hbar u q - eRF^D)/kT]; \\
C &= \exp[(\epsilon' - \epsilon_F - n\hbar u q - eRF^D)/kT]. \quad (2-26)
\end{aligned}$$

После интегрирования по q и k и упрощений с учетом основных членов получаем:

$$\begin{aligned}
J(F, T, d) &= J'_0 \frac{FkT}{\Delta} [\ln(\Delta^{-1}Fd^{-1}) \times \\
& \times \frac{\exp[(\ln(\Delta^{-1}Fd^{-1}) + F^D)/kT]}{1 + \exp[(\ln(\Delta^{-1}Fd^{-1}) + F^D)/kT]} - \\
& - [F^D - \ln(\Delta^{-1}Fd^{-1})]/(kT)^2 \exp f + (kT)^{-1} \exp(c'' - l)], \quad (2-27)
\end{aligned}$$

где введены обозначения

$$c' = (\epsilon' - \epsilon_F + eRF^D)/kT; f = kT\hbar \mathbf{k}' \rho_0/m^*; l = g - 2\epsilon_F. \quad (2-28)$$

Проводя вычисления, аналогичные (2-24), получаем для случая высоких температур (рис. 2-7)

$$\left. \begin{aligned}
J(F) &\sim F^{(kT-1)/kT} \exp\left(-\frac{\epsilon_{\mu c} + \epsilon' \pm eRF^D}{kT}\right); \\
J(T) &\sim T^{-1}F^{D+(kT-1)/kT} \exp\left(-\frac{\epsilon' \pm eRF^D}{kT}\right); \\
J(d) &\sim d^{-2/kT} \ln(d^{-1}); \\
J(\Delta) &\sim \Delta^{-(kT+2)/kT} \ln(\Delta^{-1}).
\end{aligned} \right\} \quad (2-29)$$

Таким образом, при высоких температурах ток в аморфном тонкопленочном диэлектрике увеличивается с ростом температуры по экспоненциальному закону. По сравнению с массивными диэлектриками рост тока в этом случае несколько слабее, особенно при низких полях и невысоких температурах. С ростом поля в диэлектрике ток увеличивается по закону около $F \exp(F^D)$. С ростом толщины пленки ток падает, но при увеличении температуры эта тенденция ослабевает. Наконец, с увеличением энергии перескока между соседними состояниями суммарный ток уменьшается по степенному закону.

Интересно сопоставить соответствующие зависимости для тока в функции основных параметров диэлектрика при низких и высоких температурах. Полевая зависимость тока усиливается при высоких температурах в $F^{1-2/kT}$ раз, т. е. изменяется незначительно. Температурная зависимость становится более резкой, т. е. изменяется в $T^6 F^{D+1}$ раз, что довольно значительно при больших T и F . Убывающий характер изменения тока с ростом толщины диэлектрика при увеличении температуры усиливается в $d^{-1/kT} \ln(d^{-1})$ раз, что

соответствует увеличению интенсивности теплового рассеяния электронов при прохождении слоя толщиной d . Наконец интенсивность спада тока с ростом энергии перескока по локализованным состояниям Δ убывает при переходе к высоким температурам в $\Delta^{3/kT-2} \times \ln(\Delta^{-1}) \exp(\Delta/kT)$ раз, т. е. с ростом температуры интенсивность перескока вначале резко зависит от разности энергий соседних уровней, но затем эта зависимость существенно ослабевает, переходя от экспоненциальной вида $\exp(-\Delta)$ к степенной вида Δ^{-2} или даже логарифмической вида $\ln(\Delta^{-1})$ при очень высоких температурах.

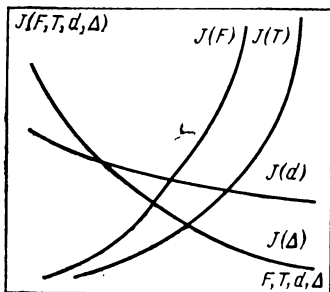


Рис. 2-7. Качественный характер изменения плотности тока в функции основных параметров аморфного диэлектрика при высоких температурах.

теристик полевых приборов. Одним из таких приборов является транзистор с МНОП-структурой (металл — нитрид — окисел — полупроводник).

2-3. Механизмы инжекции в МНОП-структурах

Обычно считается, что основными механизмами инжекции в двухслойных диэлектриках, используемых в МНОП-транзисторах, являются инжекция Фаулера — Нордгейма через окисел [78], проводимость через слой нитрида кремния посредством объемной электростатической ионизации ловушек Пула — Френкеля [79], модифицированная инжекция Фаулера — Нордгейма через промежуточный диэлектрический слой и прямое туннелирование на ловушки, расположенные на границе раздела слоев [80]. В настоящем разделе показано, что в полевых приборах возможен новый механизм проводимости — стимулированная ловушками инжекция через оксидный слой и частично через слой нитрида.

При приложении импульса напряжения с амплитудой U_{ω} и длительностью t_{ω} вблизи границы раздела нитрид—

оксид накапливается инжектированный заряд σ_1

$$\sigma_1 = \pm \epsilon_0 E_A \ln [\exp (\pm \sigma_{10} / \epsilon_0 E_A) + t_w / t_s], \quad (2-30)$$

где σ_{10} — начальный заряд в нитриде; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость оксида;

$$E_A = \left(\frac{\partial \ln J_1}{\partial |E_0|} \right)_{E_0=0}^{-1}; \quad (2-31)$$

$$t_s = \frac{\epsilon_0 E_A}{J_1(E_0)} = \epsilon_0 \left(\frac{\partial J_1}{\partial |E_0|} \right)_{E_0=0}^{-1}; \quad (2-32)$$

$J_1(E_0)$ — плотность инжекционного тока; E_0 — напряженность электрического поля в слое оксида,

$$E_0 = \epsilon_N U_w / \epsilon_0 W_N; \quad (2-33)$$

ϵ_N — диэлектрическая проницаемость нитрида; W_N — толщина слоя нитрида.

Пороговое напряжение прибора U_T равно:

$$U_T = - (W_N / \epsilon_N) (\sigma_{SO} + \sigma_1). \quad (2-34)$$

Здесь σ_{SO} — эквивалентный заряд, обусловленный фиксированными зарядами в оксиде, поверхностными состояниями и различием в работе выхода между металлом и полупроводником. Переключающие свойства МНОП-структур можно описать зависимостями $t_s(E_0)$ или $t_s(U_w)$.

Таблица 2-3

Параметры МНОП-транзисторов

Толщина окисного слоя W_0 , нм	Толщина слоя нитрида W_N , нм	Температура отжига, °С	Пороговое напряжение U_0 при 25°С, В	Концентрация электронов N_t в окисле, м ⁻³	Концентрация дырок в нитриде N_t , м ⁻³
2	90	850	—6,5	$1,6 \cdot 10^{26}$	$5,0 \cdot 10^{24}$
1,4	110	900	—10,5	$2,5 \cdot 10^{26}$	$1,4 \cdot 10^{23}$
1,0	110	850	—8,5	—	—
2,5	50	900	—2,2	—	—

Экспериментальные МНОП-транзисторы изготовляли по методике, описанной в [81]. Основные параметры транзисторов приведены в табл. 2-3.

Согласно методике [47, 81] измерялась зависимость $t_s(F_{N0})$, где $(F_{N0} = U_w / W_N)$. Перед каждым измерением пороговое напряжение U_T изменялось примерно 20 раз

путем приложения импульса противоположной полярности. Затем подавались импульсы большой амплитуды (положительные и отрицательные) и нарастающей длительностью. Производилось кратковременное измерение напряжения U_T на характеристикографе путем наблюдения характеристик $I_D \div U_D$ при подаче на затвор короткого импульса длительностью 80 мкс. Величина U_T измерялась как напряжение, при котором $I_D - I_{D0} = 10$ мкА (I_{D0} — ток утечки стока). Для определения t_s строилась зависимость U_t от $\ln \Sigma t_\omega$, где Σt_ω — общее время, в течение которого прикладывались импульсы напряжения. Величина t_s получалась из (2-30) — (2-34) как момент

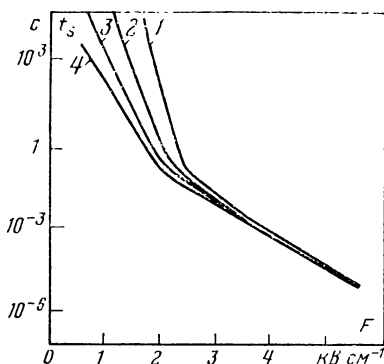


Рис. 2-8. Зависимость времени насыщения прибора от величины поля в пленке Si_3N_4 при различных температурах, $^{\circ}\text{C}$.

1 — 25; 2 — 77; 3 — 115; 4 — 190.

времени, при котором $U_T = -\sigma_{s0} W_N / \epsilon_N$. Величину σ_{s0} можно подобрать таким образом, чтобы зависимости, полученные при комнатной температуре, соответствовали теории, развитой в [48]. Тогда величину σ_{s0} для другой температуры можно получить путем измерения U_T при скачке температуры при условии, что величина σ_T остается неизменной. Величина t_s измерялась для различных амплитуд и полярностей импульсов напряжения при разных температурах.

На рис. 2-8 приведены экспериментальные зависимости t_s от напряженности электрического поля в слое нитрида кремния при температурах 77—463 К (случай электронной инжекции). Сплошной линией до излома на рис. 2-8 показана соответствующая теоретическая зависимость согласно модифицированной модели Фаулера-Нордгейма.

Инжекция, стимулированная ловушками. Зонная диаграмма на рис. 2-9 показывает случай инжекции электронов в МНОП-структуре с участием ловушек.

Предполагается, что все ловушки в слое нитрида кремния имеют один и тот же энергетический уровень Φ_t .

Скорость изменения концентрации электронов на ловушках равна:

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = \frac{(N_t - n_t) f_S}{\tau_1} - \frac{n_t (1 - f_N)}{\tau_2}, \quad (2-35)$$

где N_t — концентрация ловушек; τ_1 — постоянная времени перехода носителя заряда между ловушкой и объемом полупроводника; f_S — коэффициент занятости электронных уровней в полупроводнике; τ_2 — постоянная времени перехода между ловушкой и зоной проводимости нитрида кремния; f_N — коэффициент занятости электронных состояний в нитриде кремния.

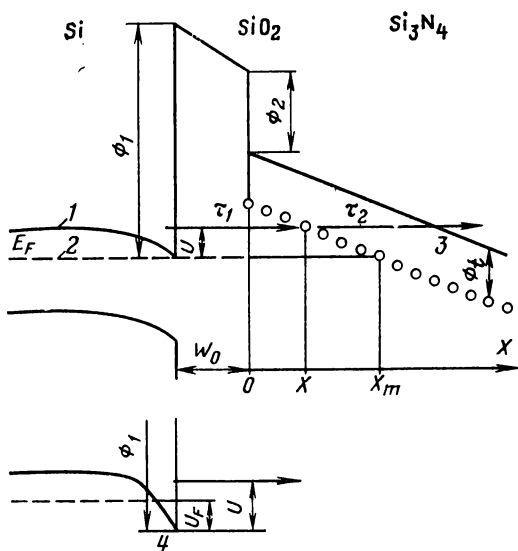


Рис. 2-9. Зонная диаграмма МНОП-структуры в режиме электронной инжекции.

1 — зона проводимости; 2 — уровень Ферми; 3 — уровень ловушек; 4 — зонная диаграмма для уточненной теории.

Будем предполагать, что $f_N = 0, 1/\tau_2 \gg f_S/\tau_1$, $\partial n_t/\partial t = 0$ (стационарный случай) и $n_t = 0$. Ток δI , инжектируемый в зону проводимости нитрида кремния при участии ловушек, на элементарном участке dx (на расстоянии x) равен:

$$\delta I = sq N_t f_S dx / \tau_1, \quad (2-36)$$

где s — площадь сечения диэлектрика.

Плотность полного инжектируемого тока определяется интегрированием

$$J = \int_0^{x_m} (qN_t \bar{f}_S / \tau_1) dx \quad (2-37)$$

(расстояние x_m определено на рис. 2-6). Согласно [69]

$$\tau_1 = \tau_0 \exp(2K_0 W_0 + 2K_N x), \quad (2-38)$$

где

$$K_0 \approx (2m_0 q \Phi_1)^{1/2} / \hbar; \quad (2-39)$$

$$K_N \approx (2m_N q \Phi_t)^{1/2} / \hbar; \quad (2-40)$$

τ_0 — постоянная величина порядка 10^{-12} — 10^{-14} с; m_0 и m_N — эффективные массы электрона в слоях оксида и нитрида соответственно. Справедливо приближенное равенство

$$\bar{f}_S \approx \exp(-qU/kT), \quad (2-41)$$

где

$$U = \Phi_t - \gamma F_N W_0 - F_N x; \quad (2-42)$$

W_0 — толщина оксидного слоя; F_N — напряженность электрического поля вблизи поверхности раздела оксид — нитрид. Учитывая равенство (2-41) и соотношение

$$x_m = (\Phi_t - \gamma F_N W_0) / F_N, \quad (2-43)$$

откуда следует, что инжекционный ток, стимулируемый ловушками, равен нулю при

$$F_{N1} = \Phi_t / \gamma W_0, \quad (2-44)$$

получим выражение для плотности тока инжекции в диэлектрик

$$J = \frac{qN_t}{\tau_0} \exp\left(-2K_0 W_0 - \frac{q(\Phi_t - \gamma F_N W_0)}{kT}\right) \times \\ \times \int_0^{x_m} \exp\left[-\left(2K_N - \frac{qF_N}{kT}\right)x\right] dx. \quad (2-45)$$

Для области низких температур и высоких полей, когда

$$(qF_N/kT - 2K_N) x_m \gg 1,$$

получаем:

$$J = \frac{qN_t}{\tau_0 (qF_N/kT - 2K_N)} \exp \left[-2(K_0 - \gamma K_N)W - \frac{2K_N \Phi_t}{F_N} \right]. \quad (2-46)$$

Согласно равенству (2-46) плотность тока пропорциональна $\exp(-\text{const}/F_N)$ и почти не зависит от температуры. Для области высоких температур и низких полей, когда $(2K_N - qF_N/kT)x_m \gg 1$, находим:

$$J = \frac{qN_t}{\tau_0 (2K_N - qF_N/kT)} \exp \left(-2K_0 W_0 - \frac{q\Phi_t}{kT} + \frac{q\gamma W_0 F_N}{kT} \right). \quad (2-47)$$

Как следует из (2-47), в этой области плотность тока экспоненциально зависит от поля и сильно зависит от температуры.

Следует отметить, что кроме описанного механизма инжекции возможны и другие, когда дырки туннелируют из зоны проводимости на ловушки или из ловушек на поверхности раздела Si — SiO₂ на ловушки в нитриде кремния; дырки могут также переходить из валентной зоны на ловушки вследствие туннелирования, стимулированного фотонами при $F > F_{N1}$.

Изученные выше инжекционные явления должны оказывать большое влияние на работу систем памяти, выполненных на МНОП-структурах. Особенно сильным это влияние будет при малых толщинах оксидного слоя и при повышенных температурах.

2-4. Влияние механических напряжений

В настоящее время считается, что воздействие механических напряжений на параметры МОП-структуры обусловлено природой связей и структурными дефектами на границе раздела диэлектрик — полупроводник. Поля механических напряжений в МОП-приборах могут быть связаны с такими параметрами структуры, как плотность поверхностных состояний и поверхностный заряд, а также могут влиять на миграцию, накопление и перераспределение примесей. Однако до сих пор не существует единого мнения о механизмах воздействия механических напряжений на указанные параметры. Изучая зависимость параметров границы раздела окисел — подложка от кристаллографической ориентации, некоторые авторы

сделали предположение о зависимости поверхностного заряда от упругих механических напряжений на окисленной поверхности кремния и о том, что такие напряженные области на границе раздела могут представлять собой участки накопления таких точечных дефектов, как атомы примеси. Однако другие авторы [80] не нашли однозначной зависимости между кристаллографической ориентацией подложки и величиной упругих напряжений на границе раздела кремний — окисел. Они считают, что механические напряжения, существующие на границе раздела, не способны существенно изменить число поверхностных состояний. В [81], наоборот, указывается на корреляцию между полями механических напряжений и плотностью поверхностных состояний.

Были также предприняты попытки установить, можно ли с помощью воздействия внешним механическим полем изменить заряд МОП-структуры. Одна группа исследователей обнаружила существенное изменение высокочастотной вольт-фарадной характеристики МОП-прибора при механическом воздействии задач [76, 79]. Другая группа авторов не нашла каких-либо изменений в ВЧ вольт-фарадной характеристике МОП-структуры при аналогичном механическом воздействии с помощью зонда или изменения в заряде структуры вплоть до величин механических напряжений, приводящих к разрушению образца [80, 81].

Теоретический анализ показывает, что сдвиг квазистатической вольт-фарадной характеристики МОП-структуры вследствие механических напряжений будет очень мал, причем это справедливо для широкого диапазона напряжений — от области инверсии до обогащения.

При этом пренебрегают изменением поверхностных состояний, а учитывают лишь изменения заряда в окисле и зонной структуры.

В области напряжений смещения от инверсии до обогащения в общем случае предполагается, что величина $\frac{\partial Q_s}{\partial \Psi_s}$, где Ψ_s — поверхностный потенциал, не зависит от

частоты измерительного сигнала. Таким образом, если пренебречь поверхностными состояниями, то величина $\partial \Psi_s / \partial U$ должна быть приблизительно одинакова как для высокочастотной, так и для квазистатической методики измерения вольт-фарадных характеристик.

На основе проведенного в [81] анализа можно сделать вывод, что механические напряжения, меньшие чем 10^{10} Н/см² (встроенные или подводимые извне) вряд ли могут изменить величину емкости МОП-структуры вследствие сдвига зонной структуры под влиянием механических напряжений.

Этот вывод справедлив для структуры Al — SiO₂ — Si, однако, как уже указывалось, этот анализ не учитывает возможное изменение поверхностных состояний, что может повлиять на форму высокочастотной и квазистатической вольт-фарадной характеристики.

При экспериментальном изучении использовались подложки кремния *n*-типа с удельным сопротивлением 1 Ом·см и ориентацией (100); термический окисел выращивался во влажном кислороде, обрабатывался в азоте, а затем в инертном газе или в парах HCl. После вакуумного нанесения алюминия с помощью фотолитографии создавались МОП-конденсаторы диаметром 600 мкм. Пластины кремния толщиной 500 мкм разрезались на кристаллы длиной 2,5 см и шириной 0,6 см. До разрезания на кристаллы с обратной стороны пластины окисел стравливался и она покрывалась алюминием с целью создания омического контакта. Свойства таких МОП-структур исследовались с помощью квазистатических или высокочастотных вольт-фарадных характеристик с использованием известных методик [80, 81]. Так как сдвиг в вольт-фарадных характеристиках под влиянием механических напряжений должен быть очень мал, то заметный эффект мог быть связан лишь с изменением поверхностных состояний, поверхностного заряда или с генерационно-рекомбинационными процессами.

Для осуществления внешнего механического воздействия на кристалл использовались два варианта. Первый вариант показан на рис. 2-10.

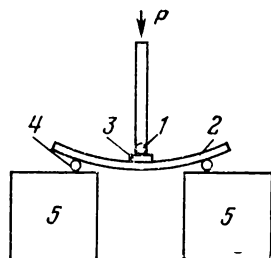


Рис. 2-10. Принципиальная схема измерения механических напряжений в полевых структурах бабочного типа.

1 — горизонтальный стержень; 2 — кремниевый образец со структурой на верхней части; 3 — изолирующая прокладка; 4 — опорные стержни; 5 — изолирующие блоки.

Стержни длиной 12 мм и диаметром 1,5 мм использовались для поддержки концов образца, одновременно создавая омический контакт. Способ приложения усилия к образцу понятен из рисунка. В результате действия нагрузки возникали напряжения, нормальные к сечению образца. Для данной точки, отстоящей от опоры на расстоянии x , усилие определяется из условия

$$\xi = \frac{3Px}{lt^2}, \quad (2-48)$$

где t — толщина пластины; l — ширина образца; P — приложенная сила. Предполагается, что усилия среза в данной конструкции малы и ими можно пренебречь.

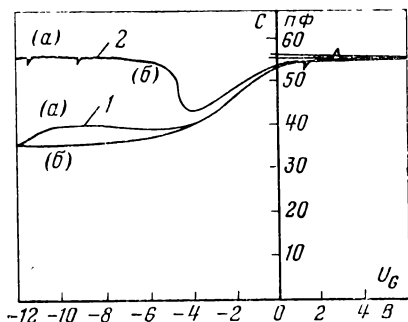


Рис. 2-11. Вольт-фарадные характеристики полевых структур до (а) и после (б) механической деформации сжатия $6 \cdot 10^8$ дн/см².

Во втором случае давление прикладывалось к металлическому электроду МОП-структуры. Некоторые результаты измерений вольт-фарадных характеристик показаны на рис. 2-11 и 2-12.

На рис. 2-11 показаны высокочастотная 1 и квазистатическая 2 вольт-фарадные характеристики МОП-струк-

тур до (а) и после (б) воздействия механического напряжения. На обе стороны границы раздела кремний — окисел и границы раздела окисел — металл действовало напряжение сжатия порядка $6 \cdot 10^3$ Н/см². При прохождении через границу раздела поле внутренних механических напряжений меняется на несколько порядков, поэтому влияние изменения внешней нагрузки оказывается весьма значительным. Тем не менее, такое изменение не оказывает практически никакого влияния на вид квазистатической или ВЧ-характеристик структур. Это, по-видимому, обусловлено низкой плотностью поверхностных состояний на границе раздела (до 10^{11} см⁻²) после термообработки окисла в парах HCl.

Аналогичная вольт-фарадная характеристика для МОП-структуры, нагруженной до 10^4 Н/см² в ВЧ-режи-

ме, показана на рис. 2-12. Образцы отжигались в парах HCl , однако теперь наблюдается аномальное изменение характеристики в области инверсии. Тем не менее, это не может служить достаточно обоснованным доказательством того, что деформация МОП-структур способна вызывать образование генерационно-рекомбинационных центров и приводить к изменению заряда на границе раздела за счет изменения поля внутренних механических напряжений.

Для детального изучения характера влияния механических напряжений давление в конструкции, приведенной на рис. 2-10, прикладывалось непосредственно

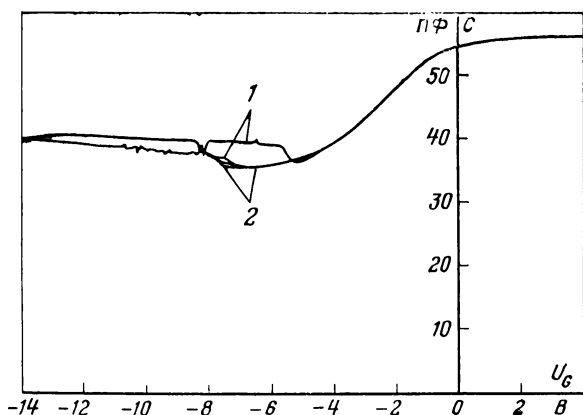


Рис. 2-12. Вольт-фарадные характеристики полевых структур после механической деформации сжатия 10^4 Н/см^2 .

к алюминиевому электроду. Максимальные напряжения соответствовали величине сжатия $6 \cdot 10^5 \text{ Н/см}^2$. Типичная вольт-фарадная характеристика для этого случая показана на рис. 2-13.

Видно, что как квазистатическая, так и ВЧ-характеристика имеет одинаковый сдвиг. В то же время полученные результаты не могут быть объяснены в рамках имеющихся моделей. Возможно, что эти изменения могут быть вызваны увеличением емкости стального стержня при металлизации образца.

Механические напряжения в типовых полевых структурах, содержащих пленочный диэлектрик, могут быть обусловлены накоплением примесных атомов на грани-

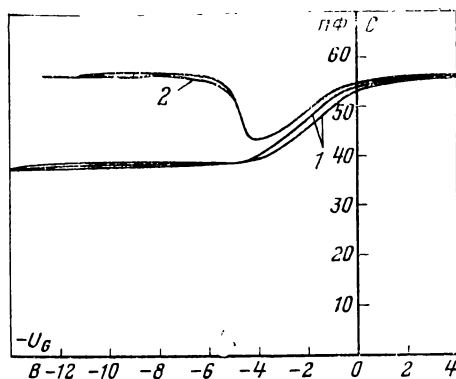


Рис. 2-13. Вольт-фарадные характеристики полевых структур после механического сжатия $8 \cdot 10^3$ Н/см² со стороны алюминиевого затвора. Обозначения аналогичны рис. 2-11.

це раздела, диффундирующих к границе в поле внутренних механических напряжений. Для проверки высказанных предположений осуществлялась термообработка полевых структур. Полученные результаты приведены на рис. 2-13 и 2-14.

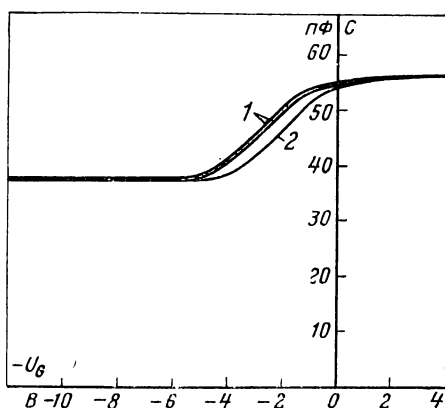


Рис. 2-14. Вольт-фарадные характеристики полевых структур после ИК-нагрева до 100°C под действием смещения 100 В в течение 15 мин.

Восстановление первоначального хода вольт-фарадных характеристик после термообработки ИК-нагревом до 100°C в течение 15 мин при смещении на затворе 10 В (рис. 2-14) указывает на то, что если влияние механических напряжений в структурах данного типа и имеет место, то оно или мало, или может быть при заданном

режиме термообработки быть сведено к минимальному значению.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты указывают на то, что при воздействии значительных механических напряжений в области границы раздела типовых полевых структур практически отсутствует перенос ловушек через окисел и изменения в механизмах и энергетической структуре центров захвата. Аналогичные результаты могут быть получены при дрейфе МОП-структуры вплоть до насыщения при высоких температурах.

2-5. Влияние дефектов структуры и примесей

Поведение инжектированных основных и неосновных носителей заряда в пленках кремния, осажденных на подложки из шпинели исследовалось в работе [82]. Осаждение кремния *p*- и *n*-типов производили на механически полированные и протравленные в H_2 поверхности шпинели $MgO \cdot Al_2O_3$ (1 : 1), выращенной методом Чохральского. Пленки кремния получали путем разложения силана при температурах 1025—1100°C. Толщина пленок кремния и их сопротивления составляли соответственно 4,5 мкм и 1,0 Ом·см (*n*-тип) и 4,3 мкм и 1,1 Ом·см (*p*-тип). На образцы напылялись контакты из Al (для *p*-типа) или $Al + 0,6\% Sb$ (для *n*-типа) толщиной 250 нм и площадью $2,5 \times 5$ мм². Обратная сторона подложки из шпинели термически соединялась с сапфировой пластинкой с помощью впрессованного контакта из индиевой фольги. Для регулирования температуры сапфировой пластинки использовался криостат. Температура измерялась с помощью платинового термометра сопротивления. Падающий поток электронов в вакууме инжектировал носители в пределах площади пленки, расположенной не ближе 0,7 мм от контактов. Источником электронов служил электронный импульс продолжительностью 80 нс. Потенциал электронного луча мог изменяться от 4 до 20 кэВ, а максимальный ток изменялся от 0 до 5 мА. Накопление углеводородов на поверхности образца предотвращалось использованием безмасляного вакуума около $7 \cdot 10^{-7}$ Па.

Измерения неустановившейся проводимости производились с интервалом 1 мс путем записи формы тока в образце в зависимости от приложенного прямоугольно-

го импульса 40—200 В/см. Использовалась измерительная схема, исключаящая эффекты, обусловленные изменениями импульса напряжения в течение интервалов измерения. При максимальных чувствительностях и импульсах поля небольшое изменение проводимости наблюдалось и в отсутствие инжекции носителей. Соответствующие измерения показали, что этот эффект при 90 К обусловлен незначительным нагревом образца, а при 300 К — влиянием поля на состояние заряда дефектов. Это систематическое изменение проводимости регистрировалось и затем вычиталось из данных проводимости, обусловленной облучением. Скорость повторения импульсов составляла 1—25 Гц, зависела от величины приложенного поля и предотвращала сколько-нибудь длительный нагрев образца. Контактные нелинейности были несущественными при использованных высоких значениях импульсов напряжения (10—50 В). Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что в период действия импульса пучка электронов проводимость смещается к более высоким значениям. Время этого смещения равно времени возрастания импульса. При последующем снятии импульса проводимость медленно уменьшается до своего исходного значения. На форму и продолжительность кривой затухания тока существенное изменение прилагаемого к образцу поля (в интервале 40—200 В/см) и энергии облучения (в интервале 4—20 кэВ) оказывало слабое влияние. Известно, что наблюдаемое смещение проводимости обусловлено преимущественно изменением состояния зарядов дефектов, а не переносом инжектированных носителей. Известно также, что эти дефекты распределены преимущественно в объеме пленки, а не локализованы на свободной поверхности или на границе раздела кремний — шпинель.

В работе использован метод численного решения уравнений непрерывности, уравнения Пуассона и уравнения скорости изменения вероятности заполнения ловушек. Вычисления проведены для случаев стационарного и нестационарного поведения основных и неосновных носителей в окрестности скопления дефектов в процессе возбуждения интенсивным ионизирующим облучением и после него. Расчет проводился для условий высокого и низкого уровней инжекции. Показано, что теоретические результаты практически не зависят от параметров модели скопления дефектов. Электрическое поведение сво-

бодных носителей вблизи скопления ловушек может быть понятно на основе исследования стационарных решений при наличии и в отсутствие ионизирующего облучения. Исследование распределения электронов и дырок вокруг дефекта показало, что ловушки могут быть практически полностью заполнены основными носителями — электронами и поэтому заряжены отрицательно. Это приводит к образованию у кластера области пространственного заряда шириной около 200 нм. Захваченный в области слоистого кластера отрицательный заряд почти полностью скомпенсирован положительно заряженными донорами в окружающей области пространственного заряда. Результирующее изменение потенциала предотвращает попадание в кластер дополнительных основных носителей (потенциальный барьер), однако вызывает притяжение неосновных носителей в окрестность кластера (потенциальная яма). Для слоистого кластера в материале *p*-типа роль электронов и дырок взаимно меняется, профиль электрического поля изменяет знак и аналогично материалу *n*-типа в нем возникают барьер для основных носителей и потенциальная яма для неосновных носителей. Появление в процессе ионизирующего облучения большого количества избыточных неосновных носителей изменяет заполнение ловушек в направлении более нейтрального состояния из-за захвата неосновных носителей, что понижает электрическое влияние кластеров. Понижается барьер для основных носителей и глубина потенциальной ямы для неосновных носителей. Равновесие достигается тогда, когда количество неосновных носителей, попадающих в менее глубокую потенциальную яму, равно числу основных носителей, преодолевающих потенциальный барьер и рекомбинирующих. В конце концов при достаточно интенсивном ионизирующем облучении барьер исчезает. Образование в случае наличия кластера даже небольшой потенциальной ямы повышает рекомбинацию неосновных носителей с низким уровнем инжекции на два порядка величины. При высоком уровне инжекции потенциальная яма кластера подавляется большим количеством инжектированных носителей. В этом случае кластерная природа дефекта теряет свою индивидуальность и скорость рекомбинации становится равной скорости при равномерном распределении, поскольку теперь в обоих случаях количество общих дефектов в объеме материала становится одним и

тем же. Общее число основных носителей, как предполагается, для длительности импульса выше 100 нс пропорционально проводимости образца.

Следовательно, особенности поведения инжектированных основных и неосновных носителей в соответствующих образцах кремния со структурой типа шпинели достовернее всего объясняются наличием дефектов с глубокими уровнями, агломерированных в кластеры, а не однородным распределением их в объеме слоя кремния. Эта модель образования скоплений дефектов может быть использована для объяснения исключительно малых значений времени жизни, наблюдаемых в этих пленках. Поскольку кластеры дефектов окружены областями пространственного заряда, то зависящие от заполнения ловушек потенциальные барьеры приводят к медленным неэкспоненциальным эффектам захвата основных носителей и временам жизни неосновных носителей порядка или менее нс. Точные численные расчеты электрических свойств слоистого кластера дефектов позволили получить данные, совпадающие с результатами измерений при 90 и 300 К процесса затухания неустановившейся проводимости в пленках кремния *n*- и *p*-типов, сопровождающей импульс инжектированных носителей из электронного зонда. Важный вывод из теоретических расчетов заключается в том, что электрические характеристики дефектного кластера не чувствительны к выбранным параметрам модели, пока имеется достаточное количество дефектов, чтобы полностью обеднить материал в окрестности дефекта. Наблюдавшиеся малые значения времени жизни неосновных носителей, длительные эффекты захвата основных носителей и температурная зависимость носителей могут быть объяснены этой моделью кластера дефектов и не могут быть объяснены однородным распределением точечных дефектов. Время жизни неосновных носителей в этих пленках существенно зависят от уровня инъекции. Поэтому значения времени жизни, измеряемые методом неустановившейся емкости в МОП-структурах, не могут использоваться для оценки качества материала для биполярных приборов.

В последние годы для получения материалов с различными свойствами все шире применяется метод ионной имплантации. Основной областью использования метода является легирование полупроводников и диэлек-

триков при изготовлении приборов. Этот метод используется и в смежных технологических областях для увеличения адгезии металлических пленок при напылении на стеклянные подложки, полировки поверхности стекол, создания на поверхности диэлектрических подложек будущих зародышей кристаллической пленки, изменения электрических свойств поверхности металлов и диэлектриков.

Ниже анализируется изменение электрических свойств окисных пленок, полученных при внедрении ионов кислорода в тонкий слой алюминия или титана, напыленный в вакууме [83]. В [84] показано также, что проводимость таких слоев описывается законом $\ln I \sim U^{1/2}$ до полей порядка 10^4 В/см при комнатной температуре. Представляют интерес более подробный анализ характера проводимости в широком интервале полей и температур и изучение характера влияния дефектов структуры и примесей на электрические свойства пленок.

Металлические пленки напылялись на стекло типа corning-7059 при комнатной температуре и вакууме $1,3 \cdot 10^{-4}$ Па. Методика очистки поверхности подложек была стандартной.

Первоначальный слой металла толщиной 0,2 мкм напылялся на площадку $1,5 \cdot 1,5$ см² (1), затем сверху напылялся такой же по толщине слой металла (2) в виде круглого пятна диаметром 1 см. Толщина пленки измерялась с помощью кварцевого датчика в процессе напыления. Имплантация ионов осуществлялась на поверхности, площадь которой была ограничена размерами 1-го и 2-го металлов. Схематически это изображено на рис. 2-15. Глубина проникновения ионов достигала 80 нм, однако в большинстве случаев в силу технологического разброса характеристик металлических пленок она изменялась в пределах 50—80 нм.

Верхний или считывающий электрод представлял собой слой чистого алюминия, напыленного в вакууме после имплантации. Толщина этого электрода составляла 0,1 мкм, диаметр равнялся 0,2 см. Генерация плазмы осуществлялась на частоте 16 МГц в специальном разряднике с кварцевым кожухом и индуктивной обратной связью [85]. Положительные ионы вытягивались напряжением 5 кВ, фокусировались, а затем ускорялись до энергий 150 кэВ в специальном электростатическом

генераторе. Луч отклонялся магнитным полем на 60° , а затем сканировал по поверхности с частотой 1—100 Гц. Для ионов O_2^+ при энергии 80 кэВ ток плазмы составлял 10 мкА/см².

Камера для мишени состояла из двух основных частей: стальной камеры с цилиндрическим кольцом и фланца — держателя образца. Цилиндрическое охранное

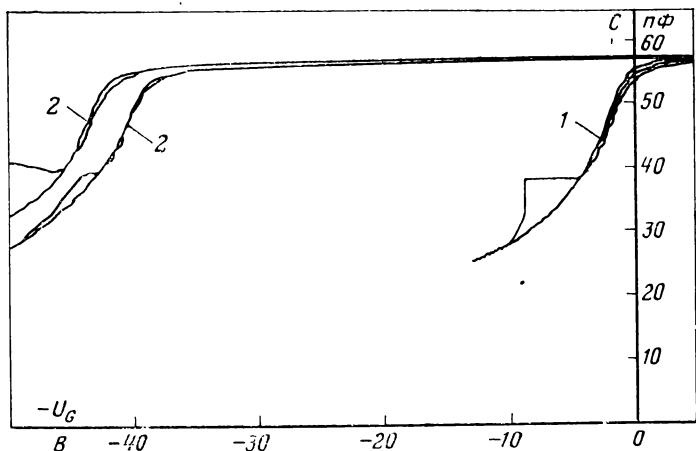


Рис. 2-15. Сдвиг вольт-фарадных характеристик после термообработки при 300°C и смещении 10 В при воздействии механической деформации. Обозначения аналогичны рис. 2-10.

кольцо имело электростатический потенциал 300 В для подавления токов вторичной электронной эмиссии. Это кольцо охлаждалось до температур жидкого азота, что позволяло уменьшить содержание групп СН, образующихся при бомбардировке ионным пучком. Луч падал нормально к поверхности подложки.

Измерения сопротивления образцов проводились вне рабочей камеры в диапазоне постоянных напряжений 0,2 мВ—2 В вплоть до полей 10^6 В/см при температурах 100 и 400 К. Измерения на переменном токе осуществлялись мостом в диапазоне частот 200 Гц—20 кГц при амплитуде сигнала ниже 0,1 В.

Измерения на постоянном токе. При низких дозах легирования изменений проводимости образцов не наблюдалось. При дозах O_2^+ с энергией выше 100 кэВ около $6 \cdot 10^{16}$ см⁻² наблюдалось внезапное установление вы-

сокого сопротивления порядка $10^{11} \div 10^{12}$ Ом·см для пленок Al и Ti. Подобный процесс может наблюдаться в планарной технологии при ионном легировании [86, 87].

Типичная зависимость сопротивления (слева) и температурного коэффициента сопротивления ТКС (справа) от концентрации ионов показана на рис. 2-16. Видно, что резкое изменение свойств начинается при дозах выше $(5 \div 6) / 10^{-16}$ см⁻².

Пороговая доза зависит от энергии первичного пучка, но одинакова для материалов нижнего электрода, т. е. для Al и Ti. Прежде чем получить стабильную вольт-амперную характеристику, образцы подвергались многократному циклированию током. Число циклов, необходимых для установления стабильных характеристик, не превышало обычно 4, но колебалось от образца к образцу. Изменение полярности внешнего напряжения не оказывало заметного влияния на вид вольт-амперных характеристик.

На рис. 2-17 воспроизведен характер изменения тока через образец. Расположение точек снятия характеристик на образце показано в верхней левой части рис. 2-17 для системы Al—Al₂O₃—Al. Каждая точка соответствует положению считывающего электрода на слое окисла. Величина сопротивления образца в области низких полей колебалась в пределах $\pm 20\%$. С ростом поля эти колебания уменьшались. Воспроизводимость от образца к образцу колебалась в пределах 5—10% [88].

Семейство температурных характеристик проводимости образца при различных напряжениях приведено на рис. 2-18. Изображены кривые для системы Al—Al₂O₃—Al. Аналогичные по характеру зависимости можно было наблюдать для системы на основе титана.

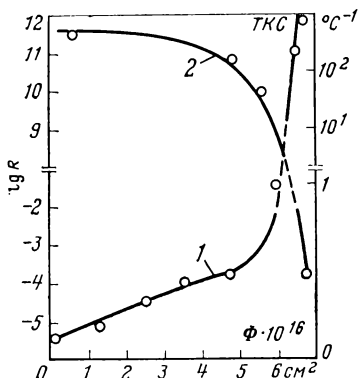


Рис. 2-16. Зависимость объемного сопротивления диэлектрика (1) и ТКС (2) от концентрации ионов кислорода с энергией пучка 100 кэВ.

Сопротивление этих систем несколько меньше, чем у окислов алюминия. В области низких полей преобладала омическая проводимость с сильной температурной зависимостью. В области сильных полей логарифм тока пропорционален корню квадратному из напряжения. Температурная зависимость была здесь меньше, а результаты измерений более воспроизводимыми. Предполагается электронный характер проводимости [89].

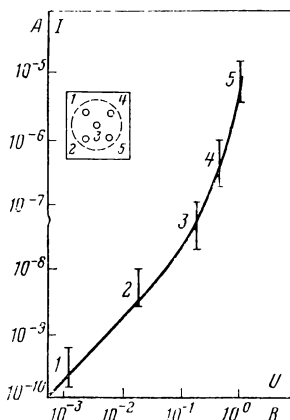


Рис. 2-17. Вольт-амперные характеристики пленочных систем Al—Al₂O₃—Al при различных положениях считывающего зонда.

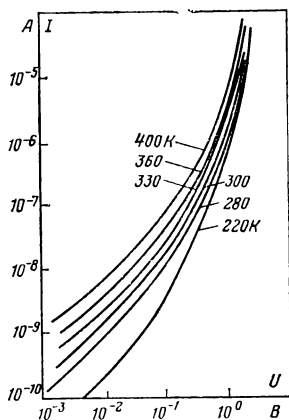


Рис. 2-18. Вольт-амперные характеристики полевых приборов при различной температуре.

Механизм проводимости аморфных пленок можно интерпретировать в рамках модели, предложенной недавно Хиллом [90]. Явление основано на объемной ионизации сильным полем случайно расположенных локальных дефектов. Если расстояние между соседними дефектами (ионизационными центрами) велико, то они не взаимодействуют друг с другом и преобладает эффект Пула — Френкеля

$$J = 2eN_i (kT)^3 \mu \beta^{-1} \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) f(a, \operatorname{sh} a), \quad (2-49)$$

где

$$a = \frac{\delta U^{1/2}}{kT}, \quad \delta = \frac{\beta}{d^{1/2}};$$

N_i — функция плотности состояний в аморфном материале; μ — дрейфовая подвижность; E_i — энергия ионизации центра; $\beta = e^{3/2} (\pi \varepsilon \varepsilon_0)^{-1/2}$; ε — диэлектрическая постоянная.

Для эмиссии в направлении поля функции $f(a, \operatorname{sh} a) = a \operatorname{sh} a$, а для эмиссии в замкнутой сфере, окружающей центр, $f(a, \operatorname{sh} a) = \operatorname{ch} a - \operatorname{sh} a = a^{-1} (a \operatorname{ch} a - \operatorname{sh} a)$.

С учетом (2-45) удобнее строить зависимость в координатах $g-v$, где

$$\left. \begin{aligned} g &= J T^{-3} \exp(E/kT); \\ \ln(U^{1/2}/T) &= v. \end{aligned} \right\} \quad (2-50)$$

В этих нормализованных координатах энергия активации проводимости составляет для пленок Al_2O_3 порядка 0,21 эВ и для пленок $\text{TiO}_2 \sim 0,18$ эВ. Построение графиков с учетом направления эмиссии показывает, что для сильных полей у обеих пленок преобладает направленное рассеяние, а для слабых полей — смешанное рассеяние.

Перестроенные кривые в нормализованных координатах для пленок Al_2O_3 показаны на рис. 2-19. Здесь координатами являются $J T^{-3} \exp(0,21/kT)$ и $U^{1/2} T^{-1}$. Лучшие результаты, как видно из рисунка, получены для $g = a \operatorname{sh} a$.

Значение $a=1$ получается для пленок Al_2O_3 при $U^{1/2} T^{-1} \sim 5 \cdot 10^{-4}$ и для пленок TiO_2 при $4 \cdot 10^{-4}$.

Если взять толщину пленки окисла равной длине проникновения иона в металл с учетом среднеквадратичной ошибки, то получим:

$$\left\{ \begin{aligned} \beta &= 3,5 \cdot 10^{-5} (\pm 1,0 \cdot 10^{-5}), \quad \text{эВ} \cdot B^{-1/2} \cdot \text{м}^{1/2} \quad \text{для } \text{Al}_2\text{O}_3; \\ \beta &= 4,5 \cdot 10^{-5} (\pm 1,3 \cdot 10^{-5}), \quad \text{эВ} \cdot B^{-1/2} \cdot \text{м}^{1/2} \quad \text{для } \text{TiO}_2. \end{aligned} \right. \quad (2-51)$$

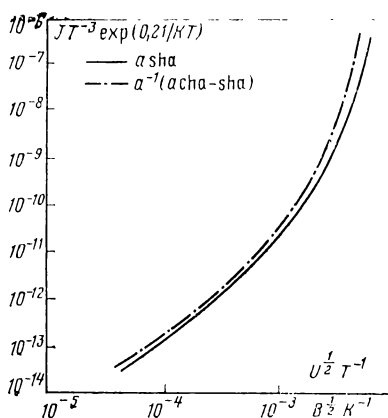


Рис. 2-19. Вольт-амперные характеристики пленок Al_2O_3 в нормализованных координатах.

Ошибка при этих расчетах связана с неточностью вычисления толщины легированного слоя.

Оценки неизвестных параметров дают:

$$\begin{cases} N_{i\mu} = 3 \cdot 10^{19}, \text{ см}^{-1} \text{В}^{-1} \text{с}^{-1} \text{эВ}^{-2} \text{ для } \text{Al}_2\text{O}_3; \\ N_{i\mu} = 8 \cdot 10^{18}, \text{ см}^{-1} \text{В}^{-1} \text{с}^{-1} \text{эВ}^{-2} \text{ для } \text{TiO}_2. \end{cases} \quad (2-52)$$

Измерения на переменном токе. Типичная зависимость проводимости и емкости образцов на переменном токе показана на рис. 2-20.

Для всех пленок Al_2O_3 преобладала зависимость вида $G \sim f^n$.

Значения $n \approx 0,8$ являлись наиболее характерными при комнатной температуре. Пленки типа TiO_2 обладали большей абсолютной величиной проводимости, однако на инфранизких частотах наблюдался более отчетливо выраженный механизм, характерный для проводимости на постоянном токе. При $f > 10^3$ Гц выполнялась зависимость вида $G \sim f^{-m}$, где величина показателя m изменя-

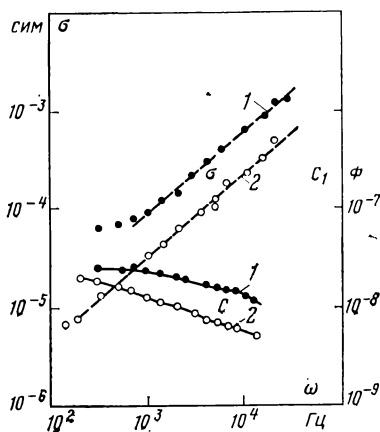


Рис. 2-20. Частотная зависимость проводимости и емкости пленок TiO_2 (1) и Al_2O_3 (2).

лась в пределах 0,3—0,5. Ниже $f \sim 4 \cdot 10^3$ Гц емкость таких образцов переставала зависеть от частоты.

Характер изменения проводимости в функции частоты является типичным для механизма прыжковой проводимости по локализованным состояниям. По абсолютной величине проводимость на переменном токе в 10—100 раз превышала проводимость на постоянном токе. Можно предположить, что при комнатных температурах преобладает термостимулированная надбарьерная проводимость типа Пула — Френкеля, которая носит прыжковый характер на переменном токе.

Влияние отжига. Готовые образцы подвергались отжигу на воздухе при температуре 500 К от 5 мин до 1 ч. При различных комбинациях времени и температуры отжига необратимые явления отсутствовали. Лишь при очень низких полях наблюдались необратимые из-

менения сопротивления порядка 5%. Однако основные параметры — энергия активации, проводимость на переменном токе и другие — оставались постоянными. Аналогичные данные были получены для пленок окислов Si, Al, Ta и Cu. Эти материалы не изменяли своих свойств до температур 500 К, хотя были получены при низких энергиях внедрения кислорода. Характерно, что аналогичные пленки, полученные испарением, претерпевают термостабилизацию характеристик при этих температурах. По-видимому, при ионной имплантации одновременно происходит структурная стабилизация пленки.

Таким образом, метод ионной имплантации позволяет получать пленки соответствующих окислов с высоким удельным сопротивлением, характерным для диэлектриков. Удельное сопротивление до 10^{12} Ом·см может быть достигнуто для окислов Al и Ti при дозах выше 10^{17} ион/см². Полученные таким образом пленки являются стабильными и описываются следующим выражением для плотности тока:

$$J \approx T^3 \exp\left(\frac{-E_1}{kT}\right) a^{-1} (a \operatorname{ch} a - \operatorname{sh} a). \quad (2-53)$$

Исследования структуры таких пленок показывают, что они состоят преимущественно из небольших металлических островков размером до 5 нм, погруженных в матрицу окисла в виде аморфной или поликристаллической сетки окисла с переходной стехиометрией. Можно допустить, что проводимость осуществляется перескоком электронов между островками под действием кулоновских сил, хотя в действительности этот механизм может оказаться гораздо сложнее.

2-6. Влияние метода легирования диэлектрика

В работе [65] описан новый метод легирования диэлектрических окисных пленок и сравниваются электрические характеристики и стабильность легированных и нелегированных образцов тонких пленок.

Метод был опробован для тонких пленок окиси алюминия, напыленных в вакууме при парциальном давлении паров кислорода в камере $1,3 \cdot 10^{-3}$ Па. После напыления исходного алюминия чистотой не ниже 99,999% и соответствующего окисления образцы формовались на воздухе при температуре 150°C в течение 16 ч. Легиро-

вание образцов осуществлялось погружением в водный раствор соответствующего электролита. Между нижним металлическим электродом и внешним электродом из благородного металла, погруженными в электролит, прикладывалось напряжение так, что легирующие ионы из раствора «загонялись» полем в пленку окисла. Полярность приложенного напряжения определялась знаком легирующих ионов.

В зависимости от условий эксперимента пленки можно было легировать положительными ионами Cd, Ni, Cu, Ag или Zn либо отрицательными ионами иода. Используемые растворы электролитов имели концентрацию 1%. Процесс легирования проводился при комнатной температуре и постоянном токе. Длительность легирования определялась толщиной окисла.

Полный заряд, внедренный в пленку можно было рассчитать с учетом времени легирования и величины плотности тока J , т. е.

$$N = \alpha J t, \quad (2-54)$$

где величина N является по существу максимальной величиной внедренного заряда, а α зависит от материала окисла.

Например, для ионов меди в растворе CuSO_4 , величина $\alpha = 2,9 \times 10^{18}$ атомов/(А·с). Приведенные ниже результаты относятся, в основном, к легированию ионами меди. Следует также отметить, что в уравнении (2-50) не учитывается электронная составляющая тока, что весьма существенно при изучении процессов ионного внедрения в растворе электролитов.

Используемые образцы имели активную площадь 70×7 мм², половина которой погружалась в электролит для легирования. Сверху напыляли несколько металлических электродов как на легированную, так и на нелегированную части окисла, после чего исследовалась электропроводность полученных таким образом сэндвичей со структурой металл-диэлектрик-металл.

По данным измерений величина работы выхода на границе нижний электрод — Al_2O_3 составляла 0,8 эВ. Для такой малой величины работы выхода характер электропереноса и эмиссии должен определяться механизмами Шоттки или Френкеля — Пула.

Примеси типа Шоттки. Плотность тока эмиссии Шоттки, ограниченного инжекцией из электродов, при

величине рабочего поля в пленке выше 10^6 В/см может быть выражена в виде

$$J = AT^2 \exp(-\Phi/kT) \exp(\beta U^{1/2}), \quad (2-55)$$

где

$$\beta = (2kT)^{-1} (q^3/\pi K \epsilon_0 US)^{1/2}; \quad (2-56)$$

A — постоянная Ричардсона; T — абсолютная температура; k — постоянная Больцмана; Φ — работа выхода металл-диэлектрик; U — приложенное напряжение; q — элементарный заряд; K — относительная диэлектрическая проницаемость; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; S — эффективная толщина пленки.

Измерения показали, что для образцов с толщиной пленки окисла до 10 нм этот механизм является доминирующим, причем рабочий ток у легированных образцов почти на порядок выше, чем у нелегированных.

Пленка окисла, легированная положительными ионами, содержит положительный объемный заряд. Этот заряд искажает форму потенциального барьера на границе диэлектрика.

Плотность тока в окисле с учетом объемного заряда рассчитывалась из следующего выражения:

$$J = AT^2 \exp(-\Phi/kT) \exp[\beta (U + \delta U)^{1/2}]. \quad (2-57)$$

Если предположить равномерное распределение плотности объемного заряда в диэлектрике, то

$$\delta U = nqS^2/K_{\infty}, \quad (2-58)$$

где n — концентрация элементарных зарядов. Высота потенциального барьера уменьшается после легирования, поэтому плотность рабочего тока через диэлектрик возрастает.

Было замечено, что при достаточно низких напряжениях происходит заметное отклонение от шоттковского закона в сторону увеличения тока, что связано с влиянием положительного заряда в окисле. Если допустить, что количество элементарных зарядов, внедренных в пленку, составляет 10^{18} см $^{-3}$, то ребро элементарного куба, занимаемого одним внедренным ионом, составляет 10 нм при толщине окисла 6 нм, что весьма сомнительно. По-видимому, допущение об однородном распределении зарядов в пленке является не вполне оправданным.

Примеси типа Френкеля — Пула. Для пленок большей толщины, по-видимому, возможна внутренняя полевая эмиссия Френкеля — Пула. Здесь ток эмиссии ограничен объемом диэлектрика, а природа металлических электродов играет существенную роль.

Френкелем был рассмотрен случай полевой ионизации атома в диэлектрике в приближении одномерной модели, что для электропроводности в рамках трехмерной модели дает следующее выражение:

$$\sigma/\sigma_0 = (2\beta U^{1/2})^{-1} (1 - 1/2\beta U^{1/2}) \exp(2\beta U^{1/2}), \quad (2-59)$$

где σ_0 — проводимость диэлектрика в слабом поле.

Коэффициент 2 в экспоненте уравнения (2-59) соответствует модели Френкеля. Этот коэффициент до сих пор не подтвержден экспериментально для тонких окисных пленок. На этот счет в литературе имеется несколько моделей, которые постулируют существование более чем одного энергетического уровня в запрещенной зоне диэлектрика, что в свою очередь приводит к следующему аналитическому выражению для проводимости:

$$\sigma/\sigma_0 = (2\beta U^{1/2})^{-1} (1 - 1/2\beta U^{1/2}) \exp(\beta U^{1/2}). \quad (2-60)$$

В зависимости от того, содержит ли диэлектрик один донорный или акцепторный уровень и ловушки с энергией E_t , можно показать, что уровень Ферми в таком диэлектрике определяется выражением

$$E_f = (E_d + E_t)/2 + (kT/2) \ln(N_t/N_d) \quad (2-61)$$

и выражение для σ_0 принимает вид:

$$\sigma_0 = \mu q N_c (N_d/N_t)^{1/2} \exp(-E_f/kT), \quad (2-62)$$

где N_t и N_d — концентрации доноров и акцепторов соответственно; N_c — плотность разрешенных состояний; μ — подвижность электронов в объеме диэлектрика.

Из уравнения (2-60) следует, что

$$J = (\sigma_0/4\beta^2) (2\beta U^{1/2} - 1) \exp(\beta U^{1/2}). \quad (2-63)$$

Здесь $J/(2\beta U^{1/2} - 1) \sim \exp\left|\beta U^{\frac{1}{2}}\right|$, а не $J \sim \exp\left|\beta U^{\frac{1}{2}}\right|$,

как для случая эмиссии Шоттки.

В качестве примера на рис. 2-21 приведена вольт-амперная характеристика для нелегированных (с) и легированных (d) образцов с толщиной окисла 40 нм при

комнатной температуре. Сплошные кривые на рис. 2-21 соответствуют эксперименту, а пунктирные рассчитаны по приведенным выше формулам и построены в координатах $\log [1/(2\beta U^{1/2}-1)] \div U^{1/2}$. Возможное объяснение того обстоятельства, что эмиссия Френкеля — Пула наблюдается и у нелегированных образцов, заключается в том, что у таких образцов могут присутствовать примесные ионы Al^{+3} , которые могут служить дополнительными эмиссионными центрами.

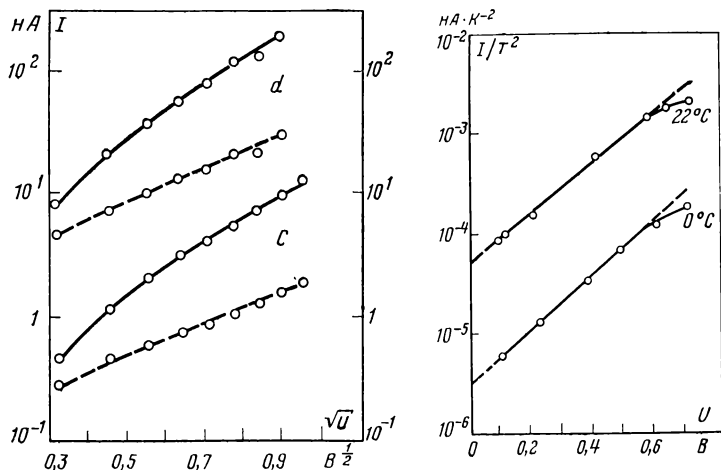


Рис. 2-21. Вольт-амперные характеристики тока шоттковской эмиссии для нелегированных (с) и легированных (d) пленок Al_2O_3 .

Рис. 2-22. Температурная зависимость вольт-амперных характеристик пленок Al_2O_3 толщиной 170 нм в нормализованных координатах.

У нелегированных образцов была отмечена концентрация ловушек до 10^{17} см^{-3} . После легирования до 10^{19} см^{-3} примесными ионами проводимость возрастала почти на порядок.

С учетом вышесказанного можно заключить, что если эмиссия Шоттки наблюдается у тонких диэлектрических пленок (около 6 нм), а эмиссия Френкеля — Пула у более толстых (около 40 нм), то эмиссия Шоттки должна проявляться у нелегированных образцов промежуточной толщины, а эмиссия Френкеля — Пула — у соответствующих легированных образцов. В последнем случае эффект полярности должен отсутствовать, тогда как в случае

эмиссии Шоттки характеристики образцов должны быть асимметричными при различной полярности приложенного напряжения.

Таким образом, по виду характеристик образцов при различной полярности смещающего напряжения можно судить о преобладающем механизме проводимости в диэлектрике.

Вполне естественно, что работа выхода в системе $\text{Au} - \text{Al}_2\text{O}_3$ и $\text{Al} - \text{Al}_2\text{O}_3$ должна быть различной, поэтому форма потенциального барьера у образцов $\text{Al} - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Au}$ является несимметричной. Температурное изменение электропроводности таких образцов показано на рис. 2-22, где толщина пленки Al_2O_3 составляет 17 нм, а диэлектрик нелегирован. Видно, что температурная зависимость весьма существенная и отклонения от обычного механизма проявляются при больших и малых напряжениях.

Когда плотность тока Шоттки рассчитывается для асимметричной системы, уравнение имеет следующий вид в диапазоне напряжений $0 < U < \Delta\Phi/q$:

$$J = AT^2 \exp [(qU - \Phi_2)/kT] \exp [\beta (\Delta\Phi/q - U)^{1/2}] \quad (2-64)$$

при

$$\Phi_2 = \Phi_1 + \Delta\Phi.$$

В этом диапазоне напряжений функция $\ln J(U)$ является линейной, так как вторым экспоненциальным членом можно пренебречь по сравнению с первым.

При экстраполяции уравнения (2-60) $U \rightarrow 0$ получаем:

$$J \approx AT^2 \exp (-\Phi_2/kT) \exp [\beta (\Delta\Phi/q)]^{1/2} \quad (2-65)$$

и для $qU = \Delta\Phi$ находим:

$$J = AT^2 \exp (-\Phi_1/kT). \quad (2-66)$$

Уравнение (2-65) может быть решено для Φ_2 , а уравнение (2-66) — для Φ_1 . Чтобы избежать вынужденной оценки неизвестной величины эмиттирующей площади и константы A , следует измерить температурную зависимость электропроводности в координатах Шоттки. Очевидно, что величина Φ_1 может быть определена из уравнения

$$\ln (J_{T_1}/J_{T_2}) = \Phi_1 (1/kT_1 - 1/kT_2) + 2 \ln (T_2/T_1). \quad (2-67)$$

Аналогично из (2-65) можно определить Φ_2 .

Таким образом, из графиков, изображенных на рис. 2-23, где толщина пленок 0,2—0,5 мкм, проводимость была порядка $5 \cdot 10^{-9} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. После нанесения нижнего Al электрода образец выдерживался на воздухе при комнатной температуре в течение 1 ч, толщина окисла при этом достигала 5 нм. Вольт-амперные характеристики образцов осциллографировались на частоте развертки 10 кГц.

Послепробойное состояние достигалось под действием внешнего порогового напряжения 7—10 В, величина которого изменялась от одного образца к другому. Это состояние можно было описать разновидностью бистабильного переключения. Переключение из высокоомного в низкоомное состояние происходило при напряжении +3,5 В со стороны нижнего электрода. Диодное состояние с униполярной проводимостью сохранялось вплоть до напряжений —2,5 В, а затем наступал пробой или переключение в непроводящее состояние*.

На основании данных измерения вольт-фарадных характеристик образцов было установлено существование проводимости, обусловленной наличием барьеров Шоттки у обоих контактов. Была обнаружена высокая концентрация доноров, характерная для проводящего состояния *n*-Si. На рис. 2-23 показаны вольт-амперные характеристики несимметричных структур Al—Al₂O₃—Au с пленкой Al₂O₃, легированной ионами Cu⁺; были определены величины $\Phi_1=0,8 \text{ эВ}$, $\Phi_2=1,3 \text{ эВ}$ и $\Delta\Phi=0,5 \text{ эВ}$. Функция $\ln I(U^{0,5})$ является линейной вплоть до $U=0,5 \text{ В}$, где приложенное напряжение равно разности между работами выхода, и выражение (2-64) перестает быть справедливым. Выше этой точки функция перестает

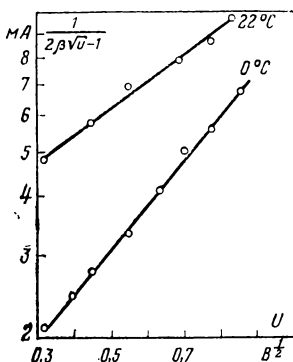


Рис. 2-23. Вольт-амперные характеристики эмиссионного тока пленок Al₂O₃ в нормализованных координатах при различных температурах.

* Более подробно явления переключения в диэлектриках рассмотрены в гл. 4.

быть линейной. При изменении температуры от 0 до 22°C ток увеличивается в 10 раз, а зависимость проводимости от полярности внешнего напряжения настолько велика, что обратный ток практически невозможно измерить при заданном смещении. Это объясняется тем, что теоретическая величина отношения прямого тока к обратному изменяется по экспоненциальному закону

$$I_{\text{пр}}/I_{\text{обр}} \approx \exp(\Delta\Phi/kT), \quad (2-68)$$

где при $\Phi=0,5$ эВ и комнатной температуре это отношение достигает 10^8 . В то же время из рис. 2-23 следует, что это отношение достигает лишь значения 10^3 . Таким образом, температурная зависимость электропроводности здесь слабее, а влияние полярности внешнего напряжения меньше, т. е. характеристика является типичной для эмиссии Френкеля — Пула.

2-7. Предпробойная проводимость и эффект переключения

Пленочные полевые сэндвич-структуры CdS — Al обнаруживают при наличии промежуточного слоя Al_2O_3 эффект переключения в виде устойчивых состояний проводимости, которые в некотором приближении можно рассматривать как предпробойное и послепробойное состояния. Послепробойное состояние, как показывают исследования, может быть двух видов — с низкой и высокой проводимостью. Эти состояния также оказываются воспроизводимыми. Физическая природа состояний может быть понятна лишь при изучении механизмов проводимости пленочных систем на разных стадиях переключения [87].

Приготовление опытных образцов осуществлялось методом термического испарения в вакууме $7 \cdot 10^{-5}$ Па при комнатной температуре подложки [87]. Толщина изолирующего слоя изменялась в пределах 0,1—0,3 мкм. Уровень легирования достигал $n=18,8 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ по сравнению с исходным высокоомным состоянием $n_0=8,8 \times 10^{17}$ см $^{-3}$. Это позволяет допустить, что доминирующим механизмом проводимости является инжекция носителей через барьер Шоттки при наличии интенсивного захвата носителей на ловушки донорного типа с их последующим освобождением сильным электрическим полем, так как согласно оценкам ширина барьеров в системе достигала 150 нм, а величина внутреннего поля превышала 10^5 В·см $^{-1}$.

На рис. 2-24 показаны типичные вольт-амперные характеристики образцов в состояниях с высокой и низкой проводимостью. Цифры у кривых характеризуют наклон в шоттковских координатах. Видно, что для высокоомного состояния характерен меньший наклон кривой.

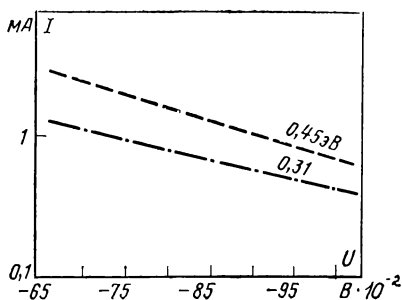


Рис. 2-24. Вольт-амперные характеристики пленочных систем $\text{Al}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{CdS}$ в состоянии с высокой (пунктир) и низкой проводимостью.

Полученные результаты можно рассмотреть в рамках известной модели пробоя Франца. Вероятность того, что электрон из ловушки туннелирует в зону проводимости изолятора в поле F , равна:

$$v = AF^{10/3} \cdot 10^a, \quad (2-69)$$

где A — параметр порядка 1, приблизительно равный

$$a = -1,75 \cdot 10^7 E_g^{3/2} (m^*/m)^{1/2} / F, \quad (2-70)$$

E_g — ширина запрещенной зоны материала; m^* — эффективная масса носителя; m — масса свободного электрона. Величина электрического поля описывается формулой

$$F = 5,6 N^{1/2} U^{1/2}, \quad (2-71)$$

где N — эффективная плотность донорных состояний; U — напряжение. Подставляя (2-71) в (2-69), получим после соответствующих преобразований

$$a = \frac{-\beta \epsilon_t^{3/2}}{N^{1/2} U^{1/2}}; \quad (2-72)$$

$$\beta = \frac{1,75 \cdot 10^7 (m^*/m)^{1/2}}{5,6 \cdot 10^{-4}}, \quad (2-73)$$

где ϵ_t — разность энергий между дном зоны проводимости и положением энергетического уровня ловушек.

Если предположить, что ток J пропорционален U , то получим:

$$\ln J = -(\beta \epsilon_t^{3/2} / N^{1/2}) U^{-1/2} + \text{const.} \quad (2-74)$$

Если допустить, что процесс ионизации ловушек одинаков при обоих состояниях переключения, то

$$\ln J = -m_H / U^{1/2} + C_1 \quad (2-75)$$

для низкоомного состояния и

$$\ln J = -m_L / U^{1/2} + C_2 \quad (2-76)$$

для высокоомного состояния, где m_H и m_L означают наклон вольт-амперных характеристик, а C_1 и C_2 — постоянные.

Уравнения (2-71), (2-72) хорошо описывают кривые, приведенные на рисунке, кроме того из этих уравнений видно, что

$$m_L / m_H = N_H^{1/2} / N_L^{1/2} = \text{const.} \quad (2-77)$$

Экспериментальные значения m_L и m_H соответствуют 4,55 и 3,1, а величины N_H и N_L определены выше на основании емкостных измерений. Пороговое напряжение, при котором происходит прямое и обратное переключение, соответствует +3,5 и —2,5 В и, как видим, оказывается различным. Это можно понять, если учесть различие в контактном потенциале у электродов при различной полярности внешнего поля. Плотность эффективных донорных состояний, как показывают измерения, оказывается различной, это влияет на контактный потенциал U_b , т. е. пороговое поле E

$$E = \left| \frac{2qN(U + U_b)}{\epsilon} \right|^{1/2}, \quad (2-78)$$

где ϵ — проницаемость среды и вакуума; q — заряд электрона, оказывается различным. Расчет по формуле (2-74) позволяет определить величину пробивного поля для CdS, которая оказывается порядка 10^6 В·см⁻¹, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Предпробойное туннелирование. Влияние тонких слоев, разделяющих металл и полупроводник в барьерах Шоттки, на характеристики контакта впервые было отмечено в [74]. Предположение о наличии таких слоев обычно рассматривалось при условии равновесия поверхностных состояний с металлом [75, 76], что позволило сделать вывод о независимости коэффициента n в показателе экспоненты, описывающей прямую ветвь вольт-амперной характеристики Шоттки, от наличия промежуточной пленки. Ниже предполагается существование двух групп поверхностных состояний, связанных с металлом

и связанных с полупроводником, что определяется возможностью не только энергетического, но и пространственного распределения состояний [88].

Плотность поверхностных состояний каждой из этих групп зависит от толщины промежуточного слоя SiO_2 . Для состояний, сосредоточенных на границе раздела Si—SiO_2 , связь с металлом ослабляется по мере увеличения толщины слоя SiO_2 . Модель локализованных поверхностных состояний является приближенной, так как волновые функции электронов на этих состояниях распространяются на расстояния, сравнимые с толщинами промежуточного слоя. Тем не менее, такая модель использовалась и ранее [74] и позволяла получать достоверные результаты.

В [88] была впервые предпринята попытка отыскать количественную связь между свойствами промежуточной области и характеристиками диодов. Поскольку промежуточный слой, образуемый на кремнии, обычно состоит из окислов, в дальнейшем окислы, изолятор и промежуточный слой будут использоваться как равнозначные.

Рассмотрим барьер Шоттки со структурой металл — диэлектрик — полупроводник (МДП). Наличие промежуточного слоя сказывается на свойствах барьера следующим образом: из-за наличия потенциального барьера, связанного с запрещенной зоной слоя, изменяется коэффициент прозрачности барьера металл — полупроводник; между полупроводником и металлом возникает разность потенциалов, которая зависит от смещения и уменьшает зависимость поверхностного потенциала полупроводника от смещения; наличие диэлектрика изменяет поверхностный потенциал полупроводника даже при отсутствии заряда в слое; наличие фиксированного заряда (или очень медленных состояний) увеличивает этот эффект; захват заряда поверхностными состояниями осуществляется за счет туннелирования электронов между состояниями и металлом либо за счет взаимодействия состояний с электронами в разрешенных зонах полупроводника. Если предположить, что поверхностные состояния локализованы на границе раздела Si—SiO_2 , то связь состояний с металлом по мере увеличения толщины окисла будет ослабляться. При достаточно толстых слоях эти состояния будут находиться в равновесии с кремнием.

Инжекционно-стимулированное переключение в диэлектриках. Эффект спонтанного перехода из высокоом-

ного в низкоомное состояние под действием электрического поля наблюдался у целого ряда поликристаллических и аморфных диэлектриков [91]. Проявление этого эффекта связывается обычно с рядом причин: наличием сквозных металлических каналов проводимости, характеризующихся степенью дефектности пленки, двойной инжекцией из электродов, эффектами теплового разогрева материала под действием тока, внутренней ударной ионизацией заполненных уровней и т. д.

Инжекционно-стимулированное переключение, по-видимому, чаще происходит в неупорядоченных структурах. Этому способствуют облегченные условия роста проводящих шнуров; вероятно, диффузия ионов вдоль дислокаций и границ зерен происходит легче, определенную роль играют и поверхностные состояния в пленках. В неупорядоченной структуре могут легче происходить изменения физических свойств, в некристаллических диэлектриках всегда существуют локализованные электронные состояния. Примесные уровни в «грязных» аморфных пленках могут образовывать широкую примесную зону.

В [91] одним из авторов книги наблюдался эффект инжекционно-стимулированного переключения аморфных пленок пироактивированного кварца, легированного атомарным углеродом. Процесс «автолегирования» осуществлялся посредством облучения паров соответствующего органического соединения, из которого осаждались пленки кварца, мощным УФ-излучением резонансного типа (частота собственных колебаний молекулярных комплексов или органических радикалов совпадала с частотой вынужденных колебаний УФ).

Эффект переключения наблюдался обычно у свежеприготовленных образцов (рис. 2-25), однако характер и воспроизводимость бистабильного переключения были различными. В основном можно было выделить три типа изменения характера проводимости с ростом приложенного поля. У свежеприготовленных образцов в области низких полей закон изменения тока от напряжения носил степенной характер. С ростом поля показатель степени увеличивался от 0,5 до 3 и определялся, в основном, объемными свойствами диэлектрика. В области высоких полей ток экспоненциально зависит от поля и при $F_0 = 1 \div 3$ МВ/см, скачкообразно возрастал на несколько порядков (кривая 1 на рис. 2-25). При полях выше F_0 рост тока с напряжением замедлялся и описывался за-

коном, характерным для токов туннельной эмиссии в аморфных диэлектриках [91]. Обратный ход вольт-амперных характеристик воспроизводился с некоторым разбросом.

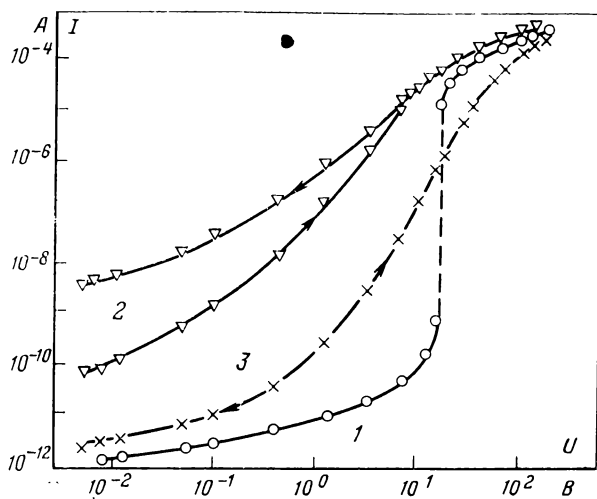


Рис. 2-25. Вольт-амперные характеристики пиролизованных пленок SiO_2 толщиной 0,2 мкм, легированных атомарным углеродом.

При достижении определенной величины порогового тока I_0 эффект переключения мог исчезать и тогда обратный ход вольт-амперной характеристики не совпадал с прямым (кривая 2 на рис. 2-25). В этом случае в структуре пленки происходили необратимые изменения и эффект переключения пропадал. Наконец, у ряда свежеприготовленных образцов эффект переключения мог полностью отсутствовать (кривая 3).

Пороговый ток I_0 не зависит от толщины диэлектрика, однако связан с условиями получения пленок. Например, для толщин 0,1—0,6 мкм I_0 составляет обычно 0,1—0,001 А/см².

На рис. 2-26 показано температурное семейство вольт-амперных характеристик формованных при $I > I_0$ образцов. Вид кривых указывает на резко неомический характер проводимости пленок, а отрицательный температурный коэффициент сопротивления, что не характерно для металлов, делает маловероятным объяснение эффекта

переключения на основании представлений о существовании в диэлектрике сквозных металлических мостиков. Маловероятно также, чтобы сопротивление металла могло составлять 10^{14} Ом и резко изменяться с ростом тем-

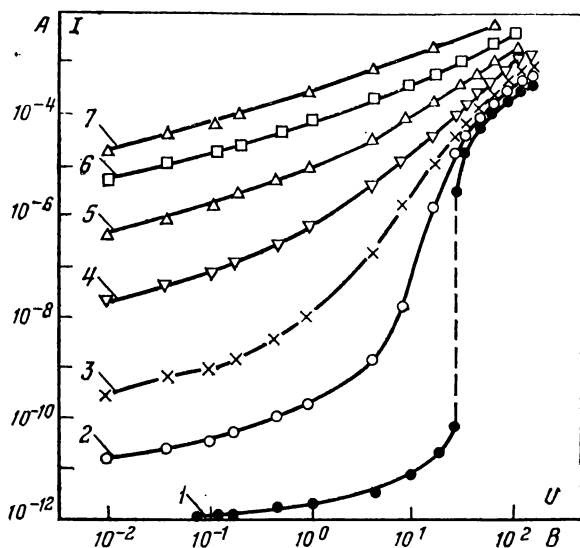


Рис. 2-26. Влияние температуры на вольт-амперные характеристики формованных образцов, К.

1 — 78; 2 — 128; 3 — 178; 4 — 240; 5 — 300; 6 — 423; 7 — 473.

пературы. Наличие скачка проводимости при температуре жидкого азота говорит об отсутствии влияния теплового разогрева в момент переключения.

Физическая природа эффекта инжекционно-стимулированного переключения в некристаллических диэлектриках лишь начинает изучаться. Согласно некоторым теориям [91] неупорядоченные системы состоят из малых областей (до 2 нм) с высокой степенью ближнего порядка, но дальний порядок в них отсутствует. Сравнительно упорядоченные кольца и каркасные структуры обрываются некоторым количеством свободных связей или поверхностными состояниями, а проводимость определяется преимущественно процессами, происходящими по границам зерен.

Процесс электрической формовки диэлектрика связан с перестройкой энергетической структуры локализо-

ванных электронных состояний и заполнением поверхностных состояний, присутствующих в пленках. Такие состояния (*F*-центры, вакансии, кластеры примеси или квазиметаллические центры, скопления анионов, флуктуации плотности и др.) могут стимулировать формирование проводящих шнуров в диэлектрике. У аморфных пленок широкозонных диэлектриков известный вклад в возрастание проводимости могут давать механические напряжения в приконтактных областях или на границах упорядоченных областей. В [92] авторами книги была предложена одна из возможных теоретических моделей появления таких областей и описан характер переноса заряда в зернистых структурах донорного типа.

Процесс электротермического переключения и явления бистабильного переключения в активных приборах, содержащих тонкий слой аморфного диэлектрика, могут приводить к накоплению необратимых изменений, что заканчивается обычно полным выходом из строя соответствующих приборов. Некоторые из наиболее характерных явлений деградации приборов за счет электротермического переключения описаны в [93].

2-8. Примесно-стимулированный пробой

Явления бистабильного переключения и пробоя диэлектрика могут стимулироваться процессами ударной ионизации примесных уровней или глубоких состояний в аморфном диэлектрике. В большинстве случаев диэлектрические пленки содержат определенное количество технологических загрязнений, от которых практически невозможно избавиться.

Авторами исследовались МОП-структуры на кремнии *n*- и *p*-типов с удельным сопротивлением 2 Ом·см и ориентацией (100). Перед окислением пластины кремния очищались с помощью ультразвука в смесях $\text{SiH}_4\text{OH} + \text{H}_2\text{O}_2$, $\text{HCl} + \text{H}_2\text{O}_2$ [92, 94] и в плавиковой кислоте, причем кварцевая посуда тщательно отмывалась в смеси $\text{HNO}_3 + \text{HF}$. Окисел выращивался толщиной от 20 до 200 нм при 1000°C в сухом кислороде. Толщина окисла измерялась с помощью эллипсометра.

Введение примеси ионов натрия осуществлялось на свежоокисленную поверхность кремния путем напыления малого количества NaCl. Алюминиевые электроды толщиной 300 нм напыляли через металлическую маску, затем образцы обрабатывали при 400°C в течение 30 мин

в потоке сухого азота. Образцы, изготовленные таким образом, имели плотность подвижного заряда от 10^{11} до 10^{15} см $^{-2}$. Хотя образцы имели высокую концентрацию подвижных ионов натрия, однако это представляет интерес для практики, так как в локальных участках окисла вполне вероятно накопление таких количеств примеси. Контроль образцов, содержащих концентрацию подвижных ионов около $5 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$, осуществлялся с помощью измерения дрейфа напряжения плоских зон вольт-фарадной характеристики [92].

Для измерения временной зависимости пробоя МОП-структур к образцам прикладывалось постоянное напряжение, положительный потенциал подводился к алюминию. Пробой определялся по плотности тока, большей 10 мА/см 2 ; при этом регистрировалось время, за которое наступал пробой.

Электронный пробой в SiO $_2$ происходит вследствие ударной ионизации, когда инжектированные электроны приобретают достаточную энергию в электрическом поле, чтобы ионизировать примесные центры в окисле. Инжектируемые электроны первую ударную ионизацию производят на расстоянии порядка $s+l$, где s — средняя длина свободного пробега, а l — расстояние туннелирования.

В случае пробоя при высоких значениях поля эта область может проникать далеко в окисел, таким образом, скопление подвижных ионов может находиться по крайней мере на расстоянии $s+l$ от кремния. В этом случае весьма вероятно, что расстояние туннелирования, определяемое высотой барьера диэлектрика, уменьшается, когда скопление подвижного заряда локализуется на расстоянии s , что приводит к максимуму тока пробоя. Таким образом, ионизация и пробой в результате воздействия инжектированных электронов наступают раньше, чем достигается пик тока предпробойной проводимости. Электроны, инжектируемые через вершину барьера (эмиссия Шоттки), с другой стороны, не имеют такого ограничения. Если средняя длина свободного пробега этих электронов меньше, чем расстояние туннелирования, пробой может наступить и после пика тока. Экспериментальные результаты показывают, что условия, необходимые для пробоя, наступают существенно позже, чем максимум тока, что также соответствует тому, что расстояние туннелирования $l \sim 3,5 \div 5$ нм больше, чем средняя длина свободного пробега (3,4 нм).

В случае подведения отрицательного потенциала к алюминиевому электроду временной зависимости проводимости или пробоя не наблюдалось. Это объясняется тем, что ионы натрия вводились только перед металлизацией и отрицательное поле удерживало их.

Однако при высоких полях, необходимых для возникновения пробоя диэлектрика, в случае слабелегированных натрием пленок окисла кинетика дрейфа ионов натрия становится почти идентичной кинетике дрейфа, обусловленного не границей раздела диэлектрик—полупроводник, а объемными эффектами. Когда из ловушек на границе раздела освобождается достаточное количество ионов натрия, дрейф заряда будет определяться в основном диффузионным процессом.

С другой стороны, пробой образцов, содержащих большое количество ионов натрия, не может быть объяснен моделью ловушечных уровней. Случай высокого легирования натрием особенно интересен, так как в этом случае внутреннее поле вследствие присутствия ионов может быть существенно больше, чем созданное извне. К тому же в этом случае время пробоя диэлектрика пропорционально квадрату толщины окисла, что может быть объяснено диффузионными процессами в объеме. Значительная концентрация ионов натрия в окисле может даже инвертировать направление поля и вызвать прекращение дрейфа. Таким образом, лимитирующей ступенью процесса дрейфа является не эмиссия ионов с ловушек, а скорее необходимость сохранения положительного электрического поля. Когда количество диффундирующих ионов натрия ограничено внешним полем, внутреннее поле мало и кинетика движения ионов определяется диффузией.

Проводились также исследования образцов, у которых перед напылением натрия (10^{14} см $^{-2}$) на окисел наносился слой фосфоросиликатного стекла (7% P_2O_5) толщиной 40 нм. Измерения показали, что если у контрольных образцов без слоя стекла пробой наступал в течение нескольких секунд при комнатной температуре, то структуры со слоем стекла пробивались даже при 300°C через несколько часов или вообще пробой не наступал.

Таким образом, влияние слоя стекла на предпробойное время проявляется более ярко, чем уменьшение дрейфа ионов натрия [95—97].

Глава третья

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ И ЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИКОВ

3-1. Основные представления

Перенос заряда посредством прыжковой проводимости существенно отличается от обычной проводимости по разрешенным зонам в твердом теле. Основное различие заключается в том, что электроны переносят заряд посредством перескоков по локализованным состояниям, расположенным в глубине запрещенной зоны, т. е. ток осуществляется носителями вне классической зоны проводимости.

Прыжковая проводимость реализуется как в диэлектриках, так и в полупроводниках, содержащих избыточное количество термически возбужденных свободных носителей. Энергетически эти носители могут быть сосредоточены в пределах довольно узкой зоны, состоящей из большого количества локализованных уровней и расположенной ниже края классической зоны проводимости идеального кристалла. Степень локализации состояний, т. е. интенсивность затухания волновых функций электронов в окрестностях состояний, определяет механизм прыжковой проводимости. Если волновые функции соседних состояний достаточно хорошо перекрываются, то существует конечная вероятность туннельного перехода электронов по состояниям. Проводимость в этом случае резко зависит от внешнего поля и почти не зависит от температуры. Если степень перекрытия волновых функций соседних состояний мала, то перенос заряда в системе может осуществляться лишь посредством возбужденных электронов. Наиболее часто реализуемым возбуждением является тепловое или фононное. Электрон, поглощая один или несколько фононов, оказывается способным преодолеть потенциальный барьер и перейти с одного локализованного состояния на другое. В этом случае прыжковая проводимость имеет термостимулированный характер и резко зависит от температуры. Для большей наглядности перечисленные выше случаи переноса заряда схематически представлены на рис. 3-1.

Перечисленные механизмы прыжковой проводимости можно отнести к числу основных. В последние годы был

открыт ряд новых разновидностей прыжковой проводимости в неупорядоченных системах. Основные из них рассматриваются ниже

Невозбужденные локализованные состояния обычно предполагаются нейтральными, т. е. незанятыми. В кристаллических полупроводниках прыжковая проводимость осуществляется обычно посредством перескоков электронов по локализованным состояниям в пределах донорно-акцепторных пар. Такая пара может рассматриваться как нейтральное локализованное состояние с конечной энергией взаимодействия.

В кристаллах при наличии компенсирующей примеси перенос заряда имеет преимущественно прыжковый характер. В аморфных телах наряду с прыжковой проводимостью может реализоваться ряд специфических механизмов переноса заряда. Одним из таких механизмов является перенос заряда в хвостах разрешенных зон. Этот механизм реализуется, если уровень Ферми некристаллического материала

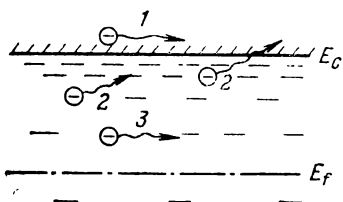


Рис. 3-1. Схематическое изображение переноса электронов в аморфном диэлектрике.

1 — зонная проводимость в кристалле; 2 — термостимулированный перескок электронов; 3 — туннелирование; E_C — край зоны высоких подвижностей; E_F — уровень Ферми.

расположен в области хвоста плотности разрешенных состояний. Часто разупорядоченная структура содержит большое количество нарушенных валентных связей, действующих как доноры или акцепторы. При определенных условиях эти связи могут образовывать донорно-акцепторные пары, дающие свой вклад в прыжковую проводимость. Наконец, перескок электронов можно просто осуществляться в пределах донорной или акцепторной подзон внутри запрещенной зоны энергий.

Моттом [98] и Коуэном [99] было предложено различать области энергий ниже края зоны низких подвижностей, где преобладает прыжковая проводимость по локализованным состояниям, и выше этого края, где носители являются квазисвободными. Если уровень Ферми расположен выше этой границы, то локализованные состояния являются занятыми и не участвуют в проводимости. В противном случае локализованные состояния являются пустыми (частично или полностью) и дают основной

вклад в проводимость. Обычно плотность локализованных состояний настолько велика, что она может рассматриваться как непрерывная энергетическая зона.

3-2. Частотная зависимость прыжковой проводимости

В последние годы большим количеством авторов экспериментально наблюдалось нелинейное возрастание проводимости с ростом частоты внешнего поля [100—117]. Этот эффект был обнаружен как у массивных, так и у пленочных образцов диэлектриков и полупроводников, обладающих неупорядоченной структурой. К их числу можно отнести полупроводниковые стекла группы As, Ge, Te с добавками S, Se, Si, Bi, C и др., большой класс халькогенидных стекол типа Te_2AsSi пленки окислов SiO_x , Al_2O_3 , GeO_x , V_2O_5 , а также пленки ряда бескислородных соединений, например CS_2 , GeTe , Se , Si , Si_3N_4 и композиций, содержащих примеси C, N, B и др. Несмотря на резкое различие физико-химических свойств перечисленных материалов, они обладают рядом общих свойств. Перечислим некоторые из них. Проводимость этих материалов на переменном токе описывается возрастающей функцией частоты приложенного напряжения. Впервые на это обстоятельство обратил внимание Поллак [118], связавший частотную зависимость проводимости с перескоком электронов или ионов по примесным локализованным состояниям под действием внешнего переменного поля. Еще раньше в 1958 г. Андерсоном [119] теоретически была решена задача о «диффузии» электрона в системе локализованных состояний. Позднее в 1966—1969 гг. Моттом [120—126] была разработана модель переноса заряда посредством перескока электронов по локализованным состояниям в псевдоразрешенной зоне аморфных полупроводников.

У всех перечисленных материалов существует диапазон частот, где проводимость на переменном токе пропорциональна частоте внешнего поля, т. е. $\sigma(\omega) \sim \omega$ или чаще $\sigma(\omega) \sim \omega^{0.8}$. Последнее характерно для двухцентрковой модели Поллака и Гебалла [127]. У материалов типа As_2S_3 , SiO_x , GeO , Al_2O_3 и CS_2 существует диапазон частот где $\sigma(\omega) \sim \omega^2$, который проявляется обычно в области высоких частот [114—117]. У материалов типа Ge , CS_2 , GeTe , GeO_2 , SiO_2 , Si_3N_4 существует область частот, где проводимость является постоянной или очень слабо зависит от частоты [107—110]. Эта область также

наблюдается в диапазоне высоких частот. Однако у некоторых материалов, изготовленных в виде тонких пленок, эта область наблюдается и в диапазоне инфранизких частот. Температурная зависимость проводимости оказывается наиболее существенной в области, где $\sigma(\omega) \sim \omega$. Граничная частота перехода от линейной к квадратичной зависимости $\sigma(\omega)$ наблюдается обычно при частоте порядка 1 МГц, а абсолютная величина проводимости при этом составляет $10^{-6} - 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Изучение характера частотной зависимости проводимости при различных температурах позволяет выяснить физическую природу локализованных состояний и особенности прыжковой проводимости в некристаллических материалах, используемых в электронике. Целесообразно подробнее остановиться на основных закономерностях частотной зависимости прыжковой проводимости. С этой целью рассмотрим наиболее законченную в настоящее время модель прыжковой проводимости по локализованным состояниям, предложенную недавно Поллаком [128]. Как будет показано ниже, эта модель позволяет определить аналитический характер зависимости $\sigma(\omega)$ практически во всем частотном диапазоне.

Обобщенное выражение для проводимости на переменном токе, осуществляемой посредством термически активированных перескоков по локализованным состояниям, имеет вид:

$$\sigma(\omega) = \int_0^{\infty} n(\tau) \alpha \omega^2 \tau (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1} d\tau. \quad (3-1)$$

Это уравнение справедливо, когда захватом носителей на промежуточные уровни при перескоке с одного локализованного состояния на другое можно пренебречь, и означает, что основной вклад в прыжковую проводимость дают уровни плотностью $n(\tau)$ с заданным временем релаксации $\tau \pm 0,5d\tau$. Параметр α характеризует поляризуемость уровней; считается, что $0 < \alpha < 1$. Рассматриваются состояния с характеристической длиной перескока $r(\omega)$.

Перепишем выражение (3-1) в виде

$$\left\{ \begin{aligned} \sigma_2 &= \omega^2 \int_0^a \tau d\tau \int \alpha(\tau, [g]) n(\tau, [g]) d[g]; \\ \sigma_1 &= \omega \int_a^b d\tau \int \alpha(\tau, [g]) n(\tau, [g]) d[g]; \\ \sigma_0 &= \int_0^{\infty} \tau^{-1} d\tau \int \alpha(\tau, [g]) n(\tau, [g]) d[g]. \end{aligned} \right. \quad (3-2)$$

где $n(\tau, [g])d\tau d[g]$ — плотность занятых состояний со временем релаксации τ и состоянием $[g]$. Видно, что весь частотный диапазон интегрирования можно разбить на три области: $\sigma_0 \sim \omega^0$, $\sigma_1 \sim \omega$ и $\sigma_2 \sim \omega^2$. Заметим, что пределы интегрирования в (3-2) в общем случае могут зависеть от частоты. Диапазон интегрирования характеризуется интервалами $\tau \gg \omega^{-1}$ для σ_0 , $\tau \sim \omega^{-1}$ для σ_1 и $\tau \ll \omega^{-1}$ для σ_2 . Графическое представление зависимости $\sigma(\omega)$ для различных частотных диапазонов дано на рис. 3-2. Область $\sigma_1(\omega)$ наиболее часто наблюдается экспериментально у большинства аморфных диэлектриков, используемых в полевых приборах. Заметим, что эта область соответствует рабочему диапазону радиочастот, на которых эксплуатируются большинство полевых приборов. Характерно также, что примесная прыжковая проводимость легированных полупроводников также описывается экспериментальной зависимостью преимущественно вида $\sigma_1(\omega)$.

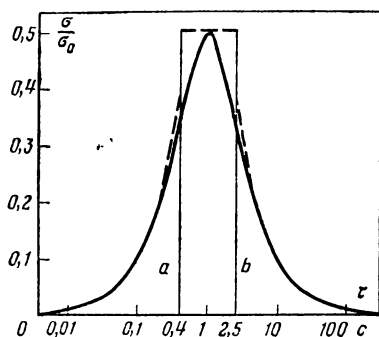


Рис. 3-2. Графическое представление частотной зависимости прыжковой проводимости.

Из теории поглощения света с резонансной частотой ω_0 известно, что проводимость, стимулированная прямыми переходами под действием внешнего поля, имеет вид [129, 130]:

$$\sigma(\omega) = \int_0^{\infty} n(\omega_0) \alpha \omega^2 \tau [1 + (\omega - \omega_0)^2 \tau^2]^{-1} d\omega_0. \quad (3-3)$$

Как будет показано ниже, прямые переходы по локализованным состояниям, связанные с поглощением фононов высокой энергии, соответствуют проводимости типа $\sigma_2(\omega)$.

При вычислении $\sigma(\omega)$ полагают, что α зависит только от τ . Поллаком [128] был выполнен более строгий расчет, согласно которому учитывалась зависимость α от коллективных переменных $[g]$, где функционал $[g]$ учитывает зависимость α от радиуса волновых функций электронов на различных локализованных состояниях, интенсивность затухания амплитуды волновой функции электронов, разность энергий соседних состояний, зависимость $\tau(\omega)$ и др., т. е. $\alpha = \alpha(\tau, n, [g])$, а плотность локализованных состояний может быть выражена через функцию вероятности плотности состояний p :

$$n(\tau) = \frac{1}{2} N_s^2 p(\tau, [g]), \quad (3-4)$$

где N_s — полная плотность локализованных состояний, нормированная на единицу объема.

Таким образом, выражение для частотной зависимости проводимости в различных частотных диапазонах может быть представлено в виде

$$\left\{ \begin{aligned} \sigma_2 &= \frac{1}{2} \omega^2 N_s^2 \int_0^a \tau d\tau \int \alpha(\tau, [g]) p(\tau, [g]) d[g]; \\ \sigma_1 &= \frac{1}{2} N_s^2 \omega \int_a^b d\tau \int \alpha(\tau, [g]) p(\tau, [g]) d[g]; \\ \sigma_0 &= \frac{1}{2} N_s^2 \int_b^\infty \tau^{-1} d\tau \int \alpha(\tau, [g]) p(\tau, [g]) d[g]. \end{aligned} \right. \quad (3-5)$$

Область линейной зависимости проводимости. Как указывалось выше, зависимость $\sigma_1(\omega) \sim \omega$ характерна для диапазона низких частот. Поляризуемость локализованных состояний зависит не только от прыжкового расстояния или от τ , но и от разности энергетических уровней Δ , между которыми осуществляется перескок. Для $\Delta < kT$ параметр α можно считать постоянным, а для всех остальных $\Delta > kT$ он мал и им можно пренебречь. Считается также, что волновые функции различных локализованных состояний имеют одинаковый радиус. С учетом этих упрощений можно перейти от коллективных переменных $[g]$ к Δ . Таким образом, $\alpha = \alpha(\tau, \Delta)$, т. е.

$$\alpha = \frac{e^2 r^2}{12kT \operatorname{ch}^2 \left(\frac{\Delta}{2kT} \right)}. \quad (3-6)$$

Формула (3-6) соответствует функциональной зависимости, полученной Поллаком и Гебаллом [127]. Соответствующая зависимость $\alpha(\tau)$ может быть переписана в форме, предложенной Моттом [126]:

$$\tau^{-1} = v_0 r^2 \exp(-r/2a), \quad (3-7)$$

где r — прыжковое расстояние. Для получения зависимости $\alpha(\tau)$ следует подставить выражение (3-7) в формулу (3-6).

После подстановки функциональной зависимости $\alpha(\tau)$ в уравнение (3-5) находим:

$$\sigma_1(\omega) = \frac{1}{2} N_s^2 \omega \int_a^b \frac{e^2 r^2}{12kT} d\tau \int_0^\infty \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{\Delta}{2kT} \right) p(\tau, \Delta) d\Delta. \quad (3-8)$$

Здесь предполагается однократная занятость состояний, а пределы интегрирования a и b соответствуют достаточно узкому интервалу значений r , в котором можно пренебречь функциональной зависимостью $\tau(r)$. Ширина этого интервала составляет $\pi a/4$ с максимумом при

$$r_0 = a \ln(v_0/\omega). \quad (3-9)$$

Выполняя интегрирование, находим:

$$\sigma_1(\omega) = \frac{N^2 \pi \alpha \omega e^2 r^2}{24 k T} \int_0^{\infty} \frac{p'(r_0, \Delta) d\Delta}{4 \operatorname{ch}^2 \left(\frac{\Delta}{2kT} \right)}. \quad (3-10)$$

Для окончательного вычисления частотной зависимости $\sigma_1(\omega)$ необходимо знать конкретный вид зависимости вероятности плотности занятых локализованных состояний $p'(r_0, \Delta)$.

При случайном распределении локализованных состояний, характерном для аморфного диэлектрика, функция вероятности плотности в нормализованном объеме V выражается через вероятность $p(\Delta|r_0)$ того, что в двух состояниях с разностью энергий Δ и расстоянием r_0 между ними возможен перескок, а вероятность занятости одного из состояний характеризуется функцией F , т. е.

$$p'(r_0, \Delta) = \frac{4\pi r_0^2}{V} p(\Delta|r_0) F(r_0, \Delta) \quad (3-11)$$

и

$$F = f(1) [1 - f(2|1)] + f(2) [1 - f(1|2)]. \quad (3-12)$$

Здесь $f(i)$ — вероятность того, что состояние i занято; $f(i|j)$ — вероятность того, что состояние j является занятым, если не занято состояние i . Таким образом, в формуле (3-12) первая часть характеризует занятость состояния 1, а вторая — занятость состояния 2, при этом события рассматриваются как взаимно независимые. Функция $p(\Delta|r_0)$ учитывает корреляцию потенциала. Так, для двух соседних состояний, отличающихся между собой, возмущающий потенциал не должен резко различаться, в то время как различие в энергиях соседних уровней может носить резкий флуктуационный характер. Это обстоятельство учитывается введением феноменологического параметра R_1 . Функция $f(1|2)$ учитывает корреляцию между состояниями 1 и 2, которые могут быть занятыми или пустыми. Здесь также вводится феноменологический параметр R_2 , играющий роль характеристической корреляционной длины.

Если состояния 1 и 2 расположены ближе чем R_2 , то $f(1|2) = 0$, в другом крайнем случае $f(1|2) = f(1)$ и в этом случае корреляцией можно пренебречь. Функция F зависит не только от параметров Δ и r_0 , но и от индивидуальных характеристик состояний 1 и 2, величины возмущающего потенциала, химического сродства материала и др. Последнее обстоятельство учитывается введением коллективных переменных $[\xi]$.

По аналогии с предыдущим случаем запишем:

$$F(r_0, \Delta) = \int F(r_0, \Delta, [\xi]) p([\xi] | r_0, \Delta), \quad (3-13)$$

где $p([\xi] | r_0, \Delta)$ — условная вероятность плотности состояний для пар с $[\xi]$, расстоянием r_0 и энергией перехода Δ . Подставляя (3-13) в (3-10), находим:

$$\sigma_1(\omega) = \frac{N^2 \pi \alpha \omega e^2 r^2}{24 k T} \int \frac{p(\Delta|r_0) d\Delta}{4 \operatorname{ch}^2 (\Delta/2kT)} \int p([\xi] | r_0, \Delta) F(r_0, \Delta, [\xi]) d[\xi]. \quad (3-14)$$

В аморфных материалах плотность локализованных состояний оказывается весьма высокой. Здесь следует учитывать не только корреляцию соседних состояний, но и взаимодействие между электронами на этих состояниях.

Энергия E_i электрона на локализованном состоянии i служит не только характеристикой этого состояния, но и зависит от заселенности соседних уровней. В свою очередь заселенность уровней, в частности i -го уровня, зависит от его энергии E_i . Принято считать, что такая взаимная корреляция слабо искажает форму волновых функций электрона на локализованных состояниях. В целом, корректный учет взаимной корреляции носителей представляет собой весьма сложную задачу.

Эта задача решалась для аморфных материалов и стекол Полаком [128] в первом приближении теории возмущений. Энергия электрона записывалась в виде ряда, состоящего из основного состояния E_i , которое является случайной функцией i -состояния, и членов малого порядка вида $\sum_{i \neq j} e^2/4\pi\epsilon r_{ij}$, учитывающих заселенность

соседних состояний, где ϵ — диэлектрическая проницаемость материала. В стеклах плотность локализованных состояний имеет порядок 10^{20} — 10^{21} см $^{-3}$, а среднее расстояние между соседними уровнями составляет 1 нм. Например, для пленок SiO $_2$, широко используемых в современных полевых приборах, средняя энергия отталкивания для электронов на соседних состояниях достигает порядка 0,5 эВ. Эта величина оказывается одного порядка с шириной псевдозоны в аморфном материале.

Считается, что основной вклад в прыжковую проводимость дают одноэлектронные переходы, а заселенность остальных состояний, непосредственно не участвующих в перескоке, не изменяется в течение акта перескока. Это позволяет выразить разность в энергии носителей заряда при перескоке в виде более простого ряда

$$\Delta = E_i - E_j = E_i^0 - E_j^0 + (e^2/4\pi\epsilon) \sum_{l \neq j, i} (r_{il}^{-1} - r_{jl}^{-1}). \quad (3-15)$$

Иногда по аналогии с дырочной проводимостью рассматривают перескок не электронов, а дрейф пустых состояний в неупорядоченной системе центров рассеяния. Можно показать, что расчет проводимости здесь в точности повторяет расчет обычной электронной прыжковой проводимости, а в качестве заряда фигурирует положительный фиктивный комплекс, равный n -кратному заряду электрона.

В общем виде уравнение (3-14) для прыжковой проводимости в настоящее время не решено. Имеются лишь отдельные попытки его решения для конкретных систем при различных упрощениях. Например, проводимость системы рассматривается как суперпозиция проводимостей различных пар состояний, а затем исследуется сходимость общего ряда. В другом случае ищутся наиболее вероятные пути протекания электронов в неупорядоченной системе рассеивающих центров. Учет влияния корреляционных членов на прыжковую проводимость достигается обычно использованием методики расчета с помощью функций Грина [129]. Значительные успехи в последние годы были достигнуты при расчете прыжковой проводимости в примесных полупроводниках, на описании которой мы здесь не останавливаемся.

Для низкотемпературного случая, кулоновского потенциала и энергии невозмущенных состояний E_0 , определяемой через химический потенциал вещества, как показал Поллак [129], удастся перейти от обобщенных координат $[\xi]$ к энергии E_0 .

Для предельных случаев сильной корреляции или ее отсутствия уравнение (3-14) при $r_0 \ll r'_0$ записывается в виде

$$\sigma_1(\omega) = \frac{1}{2} N_s \frac{\pi}{4} a \omega \frac{e^2 r_0^4}{3kT} \int \frac{p(\Delta | r_0) d\Delta}{4\text{ch}^2(\Delta/2kT)} \int p([\xi] | r_0, \Delta) \times \\ \times \frac{\exp(-E_0/kT) + \exp[-(E_0 + \Delta)/kT]}{\exp(-E_0/kT) + \exp[-(E_0 + \Delta)/kT] + \sum_{i=1}^{n-2} \exp(-E_i/kT)}, \quad (3-16)$$

а при $r_0 \gg r'_0$ в виде

$$\sigma_1(\omega) = \frac{1}{2} N_s \frac{\pi}{4} a \omega \frac{e^2 r_0^4}{3kT} \int \frac{p(\Delta) d\Delta}{4\text{ch}^2(\Delta/2kT)} \int p([\xi] | \Delta) \times \\ \times \frac{\exp(-E_0/kT) + \exp[-(E_0 + \Delta)/kT]}{\exp(-E_0/kT) + 1 [\exp(-(E_0 + \Delta)/kT) + 1]}. \quad (3-17)$$

Зависимость подобного типа наблюдается в случае примесной проводимости при малой компенсации полупроводника, а также в некоторых типах диэлектриков при низких температурах.

Дальнейший расчет требует нахождения конкретного вида функциональной зависимости вероятности $p([\xi] | r_0, \Delta)$. Для произвольного распределения случайных уровней по аналогии с примесной проводимостью каждый перескок рассматривается как независимое событие, поэтому результирующая вероятность представляется в виде произведения вероятностей элементарных перескоков. Для распределения типа Пуассона получаем:

$$P(n) = \left(\frac{N_s - N_c}{n} \right)^n N_c^{-n} (1 - N_c^{-1})^{N_s - N_c - n} \approx \\ \approx [(N_s - N_c)/N_c]^n \exp[(N_s - N_c)/N_c] / n!, \quad (3-18)$$

где N_c — концентрация занятых состояний и $n \ll N_s - N_c$, $N_c^{-1} \ll 1$.

При равномерном распределении локализованных состояний по объему

$$p(E_i) dE_i = 4\pi N_c r_i^2 dr_i. \quad (3-19)$$

Для кулоновского потенциала отталкивания с учетом (3-18), (3-19) находим:

$$p([\xi] | r_0, \Delta) d[\xi] = \left(\frac{N_s - N_c}{N_c} \right)^n \frac{1}{n!} \left[\prod_{i=1}^{n-2} 3r_i^2 dr_i / r_i^3 c \right] \times \\ \times \exp[-(N_s - N_c)/N_c] 5r_0^4 dr_0 / r_0^3 c. \quad (3-20)$$

Подставляя (3-20) в (3-16), получаем выражение для прыжковой проводимости при малых ω

$$\begin{aligned} \sigma_1(\omega) \approx & \frac{\pi^2}{4} (N_s - N_c)^2 a \omega \frac{e^2 r_0^3}{3kT} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon} \right)^4 N_c \int \frac{d\Delta}{4\text{ch}^2(\Delta/2kT)} \times \\ & \times \int_{-\infty}^{-e^2/4\pi\epsilon r_c} \frac{dE}{E^6} \exp[-(N_s - N_c)/N_c] \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(N_s - N_c)^n}{N^n n!} 5 \times \\ & \times \int_0^{r_c} \frac{r_0^4 dr_0}{r_c^5} \left(3 \int_0^{r_c} \frac{r^2 dr}{r_c^3} \right)^{n-2} \times \\ & \times \frac{\exp(-E_0/kT) + \exp[-(E_0 + \Delta)/kT]}{\exp(-E_0/kT) + \exp[-(E_0 + \Delta)/kT] + \sum_{i=1}^{n-2} \exp(E_i/kT)}. \quad (3-21) \end{aligned}$$

Это выражение упрощается при $\Delta < kT$ и низких температурах

$$\begin{aligned} \sigma_1(\omega) = & \frac{\pi^2}{4} (N_s - N_c)^2 a \omega \frac{e^2 r_0^3}{3kT} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon} \right)^4 N_c \times \\ & \times \int_0^{\infty} \frac{d\Delta}{4\text{ch}^2(\Delta/2kT)} \int_{-\infty}^{-e^2/4\pi\epsilon r_c} \frac{dE}{E^6} \exp[-(N_s - N_c)^2/N_c] \times \\ & \times \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(N_s - N_c)^n}{N^n n!} \int_0^{\infty} \frac{r_0^4 dr_0}{r_c} \left(3 \int_0^{r_c} \frac{r^2 dr}{r_c^3} \right)^{n-2}. \quad (3-22) \end{aligned}$$

Если пренебречь многоцентровыми перескоками и выполнить интегрирование с использованием асимптотических формул для Γ функций, то интегрирование по E дает $4\pi\epsilon r_0^5/5e^2$, а интегрирование по Δ дает $2kT$. Для малых степеней компенсации $K \ll 1$ находим:

$$\sigma_1(\omega) = \frac{\pi^2}{4} a \omega r_c^{-1} r_0^5 N_0, \quad (3-23)$$

которое соответствует выражению для прыжковой проводимости, полученному ранее Поллаком [129].

Перейдем к рассмотрению аналитического выражения для $\sigma_1(\omega)$ при $r_0 \gg r'_0$, т. е. к случаю, когда корреляция между локализованными состояниями отсутствует. Этот случай реализуется обычно

в аморфных диэлектриках. Используя соотношения $p(E)p(\Delta|E) = p(E|\Delta)$ и $p(\Delta|E) = p(E+\Delta)$ при $[\xi] = E_0$, находим:

$$\sigma_1(\omega) = \frac{1}{2} N_s^2 \frac{\pi}{4} a \omega \frac{e^2 r_0^4}{3kT} \int \frac{d\Delta}{4\chi^2 (\Delta/2kT)} \int p(E) p(E+\Delta) \times \\ \times \frac{\exp(E/kT) + \exp(E+\Delta)/kT}{(\exp(E/kT) + 1)(\exp[E+\Delta/kT] + 1)} dE. \quad (3-24)$$

Интегрирование осуществляется в интервале $-\Delta - kT < E < kT$, а гиперболический косинус дает вклад в интеграл лишь при $\Delta < kT$. Таким образом, в основном интервале интегрирования $-kT > E > kT$ плотность состояний характеризуется пиковой энергией, отсчитанной от уровня химического потенциала E_F , т. е. $p(E) \approx p(E+\Delta) \sim \sim p(0) \equiv p(E_F)$. При $p(E)p(E+\Delta) = p^2(E_F)$ интегрирование выполняется точно. Окончательно находим:

$$\sigma_1(\omega) = \frac{\pi^3}{96} N^2(E_F) kT a \omega r_0^4 e^2. \quad (3-25)$$

Заметим, что этот результат аналогичен полученному Остиным и Моттом [130].

Сопоставляя выражения (3-23) и (3-25), видим, что наличие корреляции приводит к появлению температурной прыжковой проводимости на переменном токе. Этому обстоятельству можно дать простое объяснение с физической точки зрения. При отсутствии корреляции носители, находящиеся на уровне энергии kT ниже уровня Ферми, могут перепрыгнуть на состояния, расположенные на kT выше уровня Ферми. Так как энергия обменного взаимодействия носителей при перескоке оказывается порядка kT , то энергия перескока с одного уровня на другой пропорциональна T^2 . Однако поляризуемость согласно уравнению (3-6) пропорциональна T^{-1} , поэтому одна степень при T исчезает и окончательно получаем выражение для $\sigma_1(\omega)$ вида (3-25).

При сильной корреляции носители могут перепрыгивать по состояниям с энергией около kT , поэтому, учитывая температурную зависимость поляризуемости, видим, что в этом случае σ_1 практически не зависит от температуры [ср. уравнение (3-23)].

Вычисление $N(E_F)$ начинается с определения характеристического параметра a . Пусть, например, $a = 0,3$ нм, тогда параметр r_0 находится из уравнения (3-16). Видно, что значение r_0 слабо зависит от выбора материала и определяется в основном частотой перескоков ν_0 .

При $\nu_0 \approx 10^{12}$ с $^{-1}$ находим, что $r_0 \approx 10$ и $a = 30$ нм. Для стекол типа As_2Se_3 или As_2S_3 на частоте 10 кГц при температуре 400 К $\sigma_1(\omega) \sim 10^{-10}$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$, что дает после подстановки (3-25) выражение для $N(E_F) = 2 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ ·эВ $^{-1}$, характеризующее плотность локализованных состояний на уровне Ферми. Интересно отметить, что аналогичное значение для $N(E_F)$ наблюдается у материалов, используемых в промышленных образцах переключателей и ячеек памяти типа Ovonic [131—133].

В пленках SiO_2 и Al_2O_3 соответствующие расчеты дают значения $N(E_F) \sim 10^{20}$ см $^{-3}$ ·эВ $^{-1}$. Прыжковая проводимость здесь заметно зависит от температуры. Сопоставляя полученные результаты, можно предположить, что в аморфных полупроводниках доминируют простые двухцентровые перескоки, тогда как в широкозонных аморф-

ных диэлектриках — многоуровневые перескоки с частичным захватом на промежуточные состояния.

У халькогенидных стекол $\sigma_1(\omega) \sim \omega^{0,8}$, а величина $N(E_F) \sim 10^{21} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$. Столь высокие значения плотности локализованных состояний обусловлены большим радиусом волновых функций соседних состояний, а большие абсолютные значения $\sigma_1(\omega)$ — их высокой степенью перекрытия. С учетом перечисленных обстоятельств оказывается, что $N(E_F) \sim N_c \sim 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$.

Область квадратичной зависимости проводимости. Этой частотной области изменения проводимости соответствуют прямые переходы при перескоках, сопровождающиеся поглощением. Проводимость в этом случае имеет вид:

$$\sigma_2(\omega) = \frac{e^2}{\hbar} (N\hbar\omega)^2 a^5 (R_0/a)^4, \quad (3-26)$$

где R_0 — расстояние между резонансными центрами поглощения; при этом перескоке энергия носителя изменяется на величину кванта

$$\hbar\omega = \int \exp[-(r + 0,5R_0)/a] \frac{e^2}{\epsilon r} \exp[-(r - 0,5R_0)/a] d^3r. \quad (3-27)$$

Выполняя интегрирование, находим:

$$R_0/a = \ln(2e^2/\epsilon R_0 \hbar\omega) = \ln(1/\hbar\omega). \quad (3-28)$$

Например, для пленок SiO_2 или SiO , полученных термическим испарением в вакууме, с $\epsilon=5$ и $a=0,5$ нм при слабо перекрывающихся волновых функциях соседних состояний правая часть уравнения (3-28) соответствует численному значению около 15,5, откуда на частоте около 1 МГц находим $N(E_F) \sim N_c \sim 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$.

При эксплуатации полевых приборов под нагрузкой следует учитывать частотную зависимость проводимости как диэлектрика, так и полупроводника. Определение скорости перехода носителей по локализованным состояниям τ^{-1} можно проводить по методам, предложенным в [98, 106, 135]. Так как величина τ^{-1} является важным физическим параметром прибора, эксплуатируемого на высоких частотах, уместно определить границы применимости обоих методов. Различие между этими методами заключается в различной оценке величины матричного элемента перехода электрона с одного состояния на другое $[\Phi_1 | \exp(iqr) | \Phi_2]$. Согласно первой модели считается, что $qr \ll 1$, согласно второй модели $qr \gg 1$. Это приводит к расхождению в оценках абсолютного значения τ^{-1} почти на порядок.

Не останавливаясь на деталях расчета, укажем, что модель Мотта, справедливая для малых прыжковых расстояний между центрами, является удобной для расчета прыжковой проводимости в аморфных диэлектриках или стеклах, а модель Миллера и Абрагамса более удобна для расчета примесной проводимости в полупроводниках. Последняя справедлива и для некристаллических материалов с большим межатомным расстоянием. Если учесть, что прыжковое расстояние не может быть меньше r или суммы двух радиусов затухания волновых функций соседних состояний, то должен существовать нижний предел τ в области $\sigma_2 \sim \omega^2$. В первом приближении предполагают, что τ^{-1} в пределе пропорционально частоте фонона ν_0 , испускаемого или поглощаемого при перескоке. Напри-

мер, для $\tau r^{10} \exp(-2r/a)$ минимальное значение времени перескока соответствует $r=5a$.

Схематически частотная зависимость проводимости для диэлектриков и полупроводников в типовых полевых структурах должна иметь вид, представленный на рис. 3-3. Для аморфных диэлектриков существует четко выраженная квадратичная область изменения $\sigma(\omega)$, которая в области высоких частот достигает насыщения. У аморфных или поликристаллических полупроводников такая область изменения $\sigma(\omega)$ отсутствует, а «частота среза» (частота насыщения $\sigma(\omega)$) лежит в области более низких частот. В области еще более высоких частот эти механизмы выключаются, так как электроны проводимости, участвующие в перескоке, не успевают следовать за изменением внешнего поля. Частота среза лежит обычно в обла-

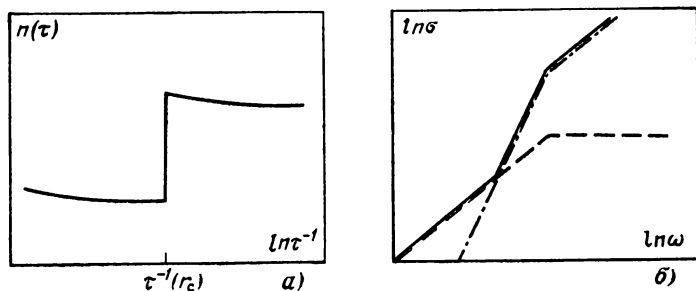


Рис. 3-3. Зависимость плотности электронных состояний от времени перескока электрона (а) и частотная зависимость проводимости (б) в окрестности резонансной частоты $\omega_0 \sim \tau^{-1}(r_c)$, где r_c — расстояние между локализованными состояниями.

Пунктир — длина перескока больше r_c ; штрих-пунктир — меньше r_c .

сти световых длин волн, поэтому эффект насыщения может оказывать заметное влияние лишь на характеристики приборов, работающих в СВЧ-диапазоне.

Для материалов типа Si или Ge $\tau_{\min} \sim 3 \cdot 10^{-8}$ с, что при типовых значениях $N(E_F) \sim 2 \cdot 10^{20}$ дает значение проводимости на переменном токе $\sigma \sim 2 \cdot 10^{-7}$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$ на частоте 1 МГц и соответствует границе перехода от $\sigma_1(\omega)$ к $\sigma_2(\omega)$. Этот результат хорошо согласуется с данными эксперимента, полученными для тонких пленок Si и Ge [135].

В области $\omega > \tau^{-1}_{\min}$ должна преобладать проводимость типа $\sigma_0(\omega)$, здесь проводимость практически не зависит от частоты сигнала. Этот вывод в настоящее время, однако, не совсем ясен. Эксперимент обнаруживает слабое увеличение $\sigma_0(\omega)$ с ростом частоты. Если проанализировать характер СВЧ-рассеяния в некристаллических материалах, то и в этом случае следует ожидать слабого частотного увеличения $\sigma_0(\omega)$. Учет корреляции между центрами и возможной многоцентровой ситуации перескоков по состоянию также приводит к появлению слабой частотной зависимости и $\sigma_0(\omega)$.

Влияние межцентровой корреляции. При наличии корреляции между состояниями прыжковая проводимость увеличивается. По ме-

ре уменьшения расстояния между соседними центрами увеличивается и роль корреляции.

Покажем теперь, что наличие корреляции может привести к появлению квадратичного участка на частотной зависимости прыжковой проводимости. Впервые эта задача была, по-видимому, решена Поллаком [128].

Будем исходить из рассмотрения выражения для проводимости, описываемого формулой (3-23). Рассмотренная выше феноменологическая модель удобна скорее для расчета примесной проводимости. Для расчета стеклообразных диэлектриков удобно положить $p(\Delta|r_0) = p(\Delta)$ и $p([\xi]|r_0, \Delta) = p([\xi]|\Delta)$. По аналогии с предыдущим расчетом разобьем все гипотетическое пространство на элементарные ячейки объемом N^{-1} , каждая из которых содержит только один носитель заряда. Вероятность $P(n)$ обнаружить n -состояний в этом объеме описывается уравнением (3-18). Вероятность плотности состояний $p(E_i)$, характеризующая i -состояние с энергией E_i , отличается для аморфных диэлектриков от обычной функции, фигурирующей в (3-23) для случая примесной проводимости в полупроводниках с малой степенью компенсации.

Для стеклообразных материалов примем в простейшем случае, что $P(E_i) = E^{-1}_G$ для E_i в пределах псевдозапрещенной зоны и $P(E_i) = 0$ для всех остальных значений E_i , где E_G — ширина псевдозапрещенной зоны. Тогда получаем:

$$p(\Delta) = p(E) p(E + \Delta) dE, \quad p([\xi]|\Delta) = P(n) p(E_0|\Delta) \prod_{i=1}^{n-2} p(E_i) \quad (3-29)$$

и

$$p(\Delta) p([\xi]|\Delta) = P(n) p(E_0) p(E_0 + \Delta) \sum_{i=1}^{n-2} p(E_i) = (N_s/N_c)^n \times \\ \times (1/n!) \exp(-N_s/N_c) E_G^{-n}. \quad (3-30)$$

Подставляя полученное выражение в уравнение (3-3) или исходное уравнение для прыжковой проводимости, получаем в приближении низких температур

$$\sigma_1(\omega) = \frac{\pi}{24} N_s^2 a \omega \frac{e^2 r_0^4}{kT E^n_c} \sum_{n=2}^{\infty} (N_s/N_c)^{n-2} \left(\frac{1}{n!} \right) \exp(-N_s/N_c) \times \\ \times \int_0^{\infty} \frac{d\Delta}{\text{ch}^2(\Delta/2kT)} \int_0^{E_G} dE_0 \left(\int_0^{E_0} dE_0 \right)^{n-2} \approx \frac{\pi}{24} N_s N_c a \omega e^2 \frac{r_0^4}{E_G}. \quad (3-31)$$

Видно, что полученное выражение аналогично выражению (3-23). Таким образом, для перескоков с $r_0 < R$ проводимость на переменном токе описывается уравнением (3-31), а для $r_0 > R$ — уравнением (3-25). Различие между этими выражениями характеризуется отношением вида

$$R = \frac{4N_s N_c}{\pi^2 [N(E_F)]^2 E_G kT}. \quad (3-32)$$

Для халькогенидных стекол, например, это отношение составляет около 10^3 , т. е. проводимость на высоких частотах, где корреляцией пренебречь нельзя, на три порядка выше той, которую бы мы получили без учета корреляции. Для аморфных диэлектриков, где длина свободного пробега носителей еще меньше, а степень связи электрона обычно выше, это расхождение может быть еще больше.

Введем граничную частоту ω' перехода от линейной к квадратичной частотной зависимости проводимости. Пары состояний с малым r , где r — расстояние между парами, дают значительный вклад в высокочастотную составляющую $\sigma_2(\omega)$. При $r_0=R$, характерном для значения граничной частоты ω' и $N_q < N_c$ для $R=r_c$, можно с учетом (3-2) найти аналитическое представление для $\sigma_0(\omega)$, которое после преобразований имеет вид

$$\sigma_0(\omega) \approx N^2 (E_F) k T a r_c^4 e^2 \omega'. \quad (3-33)$$

Изложенные выше рассуждения для удобства можно изобразить графически в билигарифмических координатах в виде кривых, представленных на рис. 3-4. Видно, что наличие корреляции оказывает существенное влияние на ход частотной зависимости $\sigma_0(\omega)$. В области низких частот эта зависимость описывается уравнением (3-25), а в области высоких частот — уравнением (3-32).

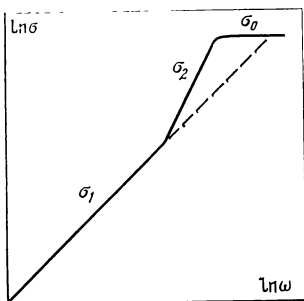


Рис. 3-4. Частотная зависимость проводимости диэлектрических пленок для моделей Мотта (сплошная кривая) и Миллера и Абрагамса (пунктир).

Если учесть, что предложенная Поллаком модель применима для аморфных диэлектриков лишь в первом приближении, то измеряя граничную частоту ω' , можно лишь оценить расстояние между парами, участвующими в проводимости, иными словами ω' пропорционально τ^{-1} , откуда $\tau = \tau_0 (r_c/a)^{3/2} \exp(-2r_c/a)$. При $r_c=1,3$ нм, $a=0,3$ и $\omega' \sim 10^8$ Гц находим, что $\tau_0=10^{-12}$ с. Так, для кремния τ_0 согласно измерениям Поллака и Гебалла [127] оказывается равной $5 \cdot 10^{-13}$ с. Следует, однако, заметить, что, несмотря на хорошее совпадение расчетных данных с экспериментом, развитая выше модель

остается справедливой в основном для расчета примесных полупроводников и нуждается в дальнейшем развитии при ее распространении на случай аморфных диэлектриков с большой запрещенной зоной. Другим недостатком модели является отсутствие температурной зависимости у $\sigma_2(\omega)$, предсказываемое теорией, которая в действительности наблюдается экспериментально у большинства аморфных диэлектриков, используемых в полевых приборах. В простейшем случае можно допустить, что ω' зависит от температуры, однако строгие вычисления при этом становятся возможными лишь при известных колебательном спектре, константах электрон-фононного и электрон-электронного взаимодействия и других физических параметров аморфных материалов.

Интересно также отметить, что у ряда материалов вообще не отмечается квадратичный участок $\sigma_2(\omega)$ (стекла типа As_2S_3 или As_2Se_3 [135, 136]). Возможно, что у таких материалов, содержащих большое количество свободных электронов, следует учитывать электрон-электронное рассеяние и влияние температуры на характер этого взаимодействия в области $\sigma_1(\omega)$, однако это предположение нуждается в тщательной проверке.

3-3. Зависимость от поля и температуры на постоянном токе

В данном разделе мы воспользуемся развитой выше моделью прыжковой проводимости для случая постоянного внешнего поля. Как и раньше (см. § 3-2), предполагается, что все локализованные состояния (ловушки), лежащие ниже уровня Ферми материала, являются заполненными и не участвуют в переносе заряда. Наоборот, уровни, лежащие выше уровня Ферми, преимущественно пустые и переносят заряд, возбуждаемый на эти уровни.

Рассмотрим зависимость прыжковой проводимости от температуры и величины приложенного постоянного поля для различных моделей аморфных материалов. Вначале мы будем использовать общепринятую модель Мотта, Коуэна, Овшинского и Фриче (модель МКФО [Л. 98]), описанную выше. Затем рассмотрим некоторые конкретные модели аморфных тел с ловушками донорного или акцепторного типа и различным распределением локализованных состояний в квазизапрещенной зоне. Ниже анализируются случаи высоких и низких температур, а также низких, средних и высоких полей.

Проводимость при низких полях. Рассмотрим аморфный диэлектрик или полупроводник с ловушками, расположенными в глубине квазизапрещенной зоны на уровне E_i ниже края зоны высоких подвижностей (аналог края зоны проводимости у кристаллов). Пусть плотность уровней не зависит от их энергии, но ловушки распределены случайно. В исходном состоянии ловушки содержат по одному электрону и заряжены отрицательно. Зонная диаграмма такой системы представлена на рис. 3-5.

При низких внешних полях и низких температурах должны преобладать низкоэнергетические переходы типа c , при высоких температурах энергия взаимодействия с фононами позволяет электрону перескакивать на более

высокие соседние уровни типа *b*. Таким образом, при низких температурах преобладают длинные перескоки, а величина проводимости описывается следующей зависимостью от температуры

$$\sigma \sim \exp \left[- \left(\frac{\Delta E}{kT} + 2\beta R \right) \right], \quad (3-34)$$

где ΔE — разность в энергиях соседних уровней, между которыми осуществляется перескок электрона; β — интенсивность затухания амплитуды волновых функций электрона на ловушках; R — расстояние между уровнями; T — температура.

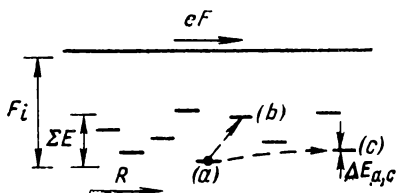


Рис. 3-5. Энергетическая диаграмма аморфного диэлектрика в слабом поле. В исходном состоянии ловушка (a) заполнена и заряжена отрицательно.

Обычно предполагают, что энергия обратно пропорциональна кубу расстояния между уровнями, тогда если обозначить через N_i энергетическую плотность ловушек, то

$$\Delta E = 3(4\pi R^3 N_i)^{-1}, \quad (3-35)$$

заметим, что из этой формулы при известных ΔE и N_i можно оценить среднее расстояние между уровнями, по которым осуществляется перескок носителей заряда. Строго говоря, проводимость определяется не любыми R , а наиболее вероятными путями протекания [143]. В простейшем случае ищется максимальное значение энергии, характерное для максимальной прыжковой проводимости:

$$\Delta E_{\text{макс}} = (2\beta kT)^{3/4} (36\pi N_i)^{-1/4}, \quad (3-36)$$

которое находится обычным вариационным методом из (3-34).

Проводимость в этом случае принимает вид:

$$\sigma \sim \exp [-2,31 (2\beta^3/\pi N_i kT)^{1/4}] \sim \exp [-CT^{-1/4}], \quad (3-37)$$

откуда следует так называемый закон $T^{-1/4}$ Мотта [98], полученный в данном случае для более общей модели

аморфного материала. Этот закон подтверждается экспериментально для ряда аморфных материалов, например пленок Ge, C, Si₃N₄, окисных пленок и др. Подробнее эти данные будут рассмотрены ниже (см. § 3-6). Заметим также, что этот механизм проявляется в диапазоне низких полей, где характерна омическая проводимость (σ не зависит от F) в среднем до 10^3 В·см⁻¹, и низких температур вплоть до комнатных или немного выше.

Проводимость при средних полях. Для изучения влияния средних полей на характер прыжковой проводимости на постоянном токе необходимо рассматривать не проводимость, а исследовать выражение для тока, так как в этом случае проводимость зависит от величины приложенного к образцу напряжения.

Энергетическая диаграмма системы для этого случая представлена схематически на рис. 3-6. При переходе на соседний уровень в направлении поля энергия электрона увеличивается на величину eFR . При этом мы полагаем, что затухание амплитуды волновой функции электрона на ловушке β достаточно мало, т. е. $\beta < eFR/kT$ и поэтому полевым изменением формы потенциального барьера ловушек можно пренебречь.

Если опустить предэкспоненциальный член в формуле для плотности тока, то получим:

$$J \sim \exp \left[-\frac{\Delta E \pm eFR}{kT} + 2\beta R \right], \quad (3.38)$$

знак «+» соответствует обратному току, знак «—» соответствует току вдоль поля. Выполняя аналогичные (3-36) вычисления, находим максимальное значение энергии перескока $\Delta E_{\text{макс}}$ для рассматриваемого случая

$$\Delta E_{\text{макс}} = (36\pi N_i)^{-1/4} (2\beta kT \pm eF)^{3/4}, \quad (3.39)$$

где знак «+» соответствует току в обратном по отношению к приложенному полю направлении.

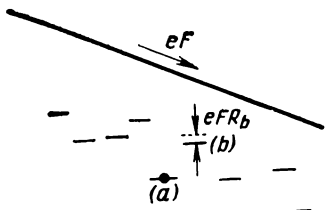


Рис. 3-6. Энергетическая диаграмма аморфного диэлектрика в среднем поле.

Подставляя полученное выражение для $\Delta E_{\text{макс}}$ в исходную формулу (3-38) для случая не очень высоких полей, т. е. $eF < 2\beta kT$, находим:

$$J \sim \text{sh} \{1,03eF (\beta \pi N_i)^{-1/4} kT^{-5/4}\} \exp(-CT^{-1/4}). \quad (3-40)$$

Для очень низких температур выражение (3-40) описывается простым законом Мотта вида $T^{-1/4}$, аналогичного случаю слабых полей. Если пренебречь обратным током утечки через диэлектрик, то в случае достаточно сильных полей находим:

$$J \sim \exp \left\{ - \left[2,31 \left(\frac{2\beta^3}{\pi N_i kT} \right)^{1/4} \left(1 - \frac{eF}{2\beta kT} \right)^{3/4} \right] \right\}. \quad (3-41)$$

Если учитывать предэкспоненциальный член в выражении для плотности тока, то появляется зависимость проводимости от концентрации ловушек N_s , фоновой частоты и температуры. Влияние этой добавки мало при низких температурах, однако ее следует учитывать, если температура образца близка к комнатной. Последнее характерно для большинства полевых приборов, поэтому точный расчет проводимости на постоянном смещении здесь весьма сложен.

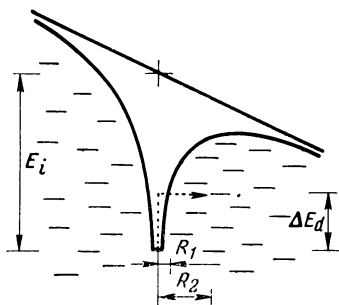


Рис. 3-7. Энергетическая диаграмма аморфного диэлектрика в окрестности центра захвата в сильном поле.

Проводимость при высоких полях. Предыдущее рассмотрение основывалось на допущении, что средняя энергия перескока не превышает энергетической зоны ловушек, т. е. $eFR \ll E_i$. Для случая высоких полей это условие не выполняется, т. е. $eFR \gg E_i$, поэтому прыжковый механизм проводимости перестает работать. Вместо перескоков электронов с одного состояния на другое под действием внешнего поля в данном случае осуществляется полевой заброс носителей с ловушек в зону проводимости, где носители предполагаются квазисвободными. Энергетическая диаграмма для этого случая представлена на рис. 3-7. Электрическое поле здесь настолько велико, что носитель может непосредственно тунне-

лизовать в зону, поэтому вместо параметра затухания амплитуды волновой функции на ловушке вводится фактор туннелирования из условия [130]

$$2\beta R = AE_{\text{макс}}^{0\ 1/2} R, \quad (3-42)$$

где $E_{\text{макс}}^0 = E_0$ — высота потенциального барьера ловушки на расстоянии R ; A — постоянная, имеющая размерность эВ $^{-1/2}$ ·см $^{-1}$, для расстояния, измеряемого в нанометрах, оказывается равной 1.

Выполняя аналогичный предыдущему вариационный расчет для определения максимального значения плотности тока через диэлектрик и выражая E_0 через E_i по формуле

$$E_i = E_0 \frac{8}{9} \left(\frac{eF}{kT} \right)^2 A^{-2}, \quad (3-43)$$

находим выражение для плотности тока

$$J \sim \exp \left\{ - \left[\frac{E_i}{kT} \left\{ 1 - \frac{8}{27} \left(\frac{eF}{kT} \right)^2 A^{-2} E^{-1} \right\} \right] \right\}, \quad (3-44)$$

которое при нулевых температурах, т. е. для случая полного отсутствия процесса активации, принимает вид, характерный для плотности тока полевой эмиссии Фаулера — Нордгейма [130]:

$$J \sim \exp \left[- \frac{K}{V^{2/3} eF} (E_i)^{3/2} \right]. \quad (3-45)$$

Влияние распределения ловушек. Перейдем теперь к случаю неоднородного распределения уровней по энергии. Конкретный вид этого распределения определяется характеристикой материала и не может быть найден аналитически. В этом случае энергия не может быть, строго говоря, пропорциональна R^{-3} и должна рассматриваться как дифференциальная характеристика системы. Полная энергия может быть получена интегрированием при известном законе $N(E)$. Строгий анализ этого случая выходит за рамки настоящей книги, поэтому мы ограничимся рассмотрением некоторых конкретных случаев.

Пусть, например, в системе преобладает экспоненциальный характер распределения уровней по энергии, т. е.

$$\frac{dN}{dE} = N_i \exp \left(- \frac{E}{U} \right), \quad (3-46)$$

где U — разность потенциалов системы уровней. Выполняя интегрирование, находим выражение для энергии перехода по состояниям

$$\Delta E = eF \cdot 8R^2 N_i U \operatorname{sh}(eFRU^{-1}), \quad (3-47)$$

а затем вычисляем выражение для плотности тока

$$J \sim \exp \left\{ - \frac{1,76\beta^{3/4}}{(N_i kT)^{1/4}} [1 - 0,5 (eF/4U)^2 \times (3\beta N_i kT)^{-1/2}] \right\}, \quad (3-48)$$

которое при низких полях переходит в выражения вида (3-37) и (3-40).

Таким образом, закон вида $T^{-1/4}$ содержит информацию о характере распределения уровней в неупорядоченной системе. Заметим, что в области низких полей температурная зависимость значительно сильнее, чем в области высоких полей. Предпочтительнее использовать для определения спектра ловушек область высоких полей. Здесь для равномерного распределения ловушек графическая характеристика, построенная в координатах $T^{-1/4} \ln(JT^{-2}) \div \operatorname{sh} \Phi FT^{-1,25}$, является прямой линией, т. е. соотношение между током и температурой имеет вид $FT^{-1,25}$. Для экспоненциального распределения ловушек это соотношение имеет уже иной вид, т. е. $F^2 T^{-0,5}$ [см. уравнение (3-48)]. Резюмируя, можно утверждать, что эти формы существенно отличаются от классических соотношений вида $F^{0,5} T^{-1}$, характерных для обычной полевой эмиссии Френкеля — Пула в кристаллах [145, 146].

Если обозначить через G наклон вольт-амперной характеристики, построенной для случая низких полей, и через G_0 — соответствующий наклон в области высоких полей, то связь между этими параметрами может быть выражена аналитически в следующем виде:

$$1 + \left(\frac{G}{G_0} \right)^{4/3} = \frac{eF}{2\beta kT} \quad (3-49)$$

для линейного или равномерного распределения ловушек по энергии и в виде

$$1 - \left(\frac{G}{G_0} \right) = 0,5 \left(\frac{eF}{4U} \right)^2 (3\beta N_i kT)^{-1/2} \quad (3-50)$$

для экспоненциального закона распределения. Вычисляя эти значения для различных аморфных материалов, можно определить энергетические параметры ловушек, участвующих в переносе заряда.

Прыжковая проводимость по донорным состояниям. Практически часто наряду с нейтральными ловушками в аморфных полупроводниках или диэлектриках, используемых в полевых приборах, имеется определенное количество примесных уровней, которые под действием внешнего электрического поля ведут себя как доноры. Представляет интерес остановиться подробнее на характере прыжковой проводимости в этом гибридном случае [197, 138].

Энергетическая диаграмма здесь аналогична приведенной на рис. 3-7. Доноры расположены на уровне энергии E_i , равной потенциалу ионизации донорной примеси, выше расположены ловушки с равномерным распределением по объему. Радиус кулоновского барьера донорного уровня R_1 , прыжковое расстояние между донором и ловушкой R_2 , а соответствующая разность энергий при перескоке ΔE_d . По аналогии с предыдущим для сферически изотропного распределения получаем:

$$\Delta E_d = 3[4\pi N_i (R_2^3 - R_1^3)]^{-1}. \quad (3-51)$$

Плотность тока эмиссии J выразится в виде суммы плотностей прямого и обратного токов

$$J \sim \exp \left\{ -\frac{3}{4\pi N_i (R_2^3 - R_1^3)} + \right. \\ \left. + A(R_2 - R_1) \left[\frac{B}{R_1} - \frac{B}{R_2 - R_1} \ln \frac{R_2}{R_1} \right]^{1/2} \right\}, \quad (3-52)$$

где $B = e^2 / (4\pi\epsilon\epsilon_0)^{-1}$. Дифференцируя $\ln J$ по R_1 и приравнявая полученное выражение к нулю, находим соотношение между R_1 и R_2

$$(R_1 - R_2)^{-3/2} = 3 \sqrt{2\pi R_2^2 N_i k T A B^{1/2}}. \quad (3-53)$$

После дифференцирования по R_2 соответствующее соотношение принимает вид:

$$(R_1 - R_2)^{-5/2} = 3 \sqrt{2\pi R_1 N_i k T A B^{1/2}}, \quad (3-54)$$

где мы пренебрегли влиянием малых добавок в (3-52).

Находя максимальные значения R_1 и R_2 из (3-53) и (3-54) и подставляя эти значения в исходное уравнение для плотности тока, получаем:

$$J \sim \exp \left[-1.96 \left(\frac{Ae^2}{\epsilon\epsilon_0} \right)^{6/7} \left(\frac{1}{\pi N_i k T} \right)^{1/7} \right] \sim \\ \sim \exp (-\Delta T^{-1/7}), \quad (3-55)$$

а для энергии активации этого тока ΔE_0 находим:

$$\Delta E_0 = 0,24 (\pi N_i)^{-1/7} (kT A e)^{6/7} (\pi \epsilon \epsilon_0)^{-3/7}. \quad (3-56)$$

Более детальное исследование показывает, что учет членов малого порядка лишь незначительно изменяет вид функциональной зависимости тока от температуры. В целом, ток прыжковой проводимости изменяется в диапазоне температурной зависимости вида $T^{-1/4}$ для чисто прыжкового механизма переноса заряда до $T^{-1/3}$ для донорной эмиссии. Экспериментальная проверка полученной температурной зависимости проводимости может служить критерием для определения доминирующего механизма переноса заряда в аморфном диэлектрике или полупроводнике, содержащем примеси донорного типа.

Полученная выше зависимость справедлива для области низких температур. Однако большинство полевых приборов эксплуатируются при комнатных и более высоких температурах, поэтому целесообразно исследовать характер изменения температурной зависимости прыжковой проводимости для смешанного случая в области рабочих температур.

С ростом температуры будет наблюдаться переход от перескоков по донорным уровням с частичным захватом на ловушки к эмиссии электронов из донорных уровней непосредственно в зону квазипроводимости материала без промежуточного захвата на ловушки. Соответствующая температура перехода определяется из соотношения

$$E_p = \Delta E_d + A \gamma^{1/2} k T_d (R_2 - R_1). \quad (3-57)$$

Максимальное значение энергии барьера для малых полей равно энергии ионизации донорной примеси E_i , а средний потенциальный барьер перехода между R_1 и R_2 равен γ и определяется членом в фигурных скобках выражения (3-52). Из уравнений (3-52) и (3-54) находим значение температуры перехода T_d :

$$T_d = (2^{7/4} / A k) (e^2 / 4 \pi \epsilon \epsilon_0)^{5/4} (3 \pi N_t / V \sqrt{2})^{3/4}, \quad (3-58)$$

которая не зависит от высоты потенциального барьера и константы затухания β , но уменьшается с ростом величины диэлектрической проницаемости материала. Таким образом, температура перехода от механизма прыжковой проводимости к донорной эмиссии при низких полях возрастает при переходе от полупроводников к ди-

электрикам с малым значением диэлектрической постоянной. Например, для Ge с $N_i = 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$ температура перехода T_d соответствует 138 К, а для пленок SiO_2 при том же значении N_i она составляет 290 К.

С ростом поля температура перехода изменяется, при этом T_d зависит как от среднего расстояния между уровнями, так и от высоты потенциального барьера примесного уровня и ловушки. Величина E_p в этом случае пропорциональна $E_i - \zeta F^{1/2}$, где $\zeta = (e^3 / \pi \epsilon \epsilon_0)^{1/2}$ — постоянная Френкеля — Пула. Если предположить, что R_1 и R_2 не зависят от поля, то соответствующая полевая зависимость температуры перехода принимает вид:

$$T_{df} = T_d (1 - \lambda F^{1/2})$$

при

$$\lambda = \frac{2e}{\zeta} \left(\frac{2\sqrt{2}e^{1/2}}{3\pi N_i k T A \zeta} \right). \quad (3-59)$$

Например, для Ge величина T_{df} уменьшается от 138 до 100 К под действием поля $5,5 \cdot 10^3 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ и до 50 К под действием поля $1,62 \cdot 10^4 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$, для пленок SiO_2 эта температура соответственно выше. Таким образом, необходимо учитывать то обстоятельство, что у реальных полевых приборов прыжковая проводимость в чистом виде может преобладать лишь при достаточно низких температурах. Этот механизм более вероятен для аморфных диэлектриков с большим количеством глубоких локализованных состояний.

3-4. Прыжковая проводимость в сильном переменном поле

Наличие внешнего электрического поля приводит к заметному разогреву носителей за время акта перескока. Несмотря на то, что носитель основное время проводит на ловушках в захваченном состоянии, в сильном поле он успевает настолько «разогреться», что его энергия существенно отличается от равновесной энергии решетки.

Задача о прыжковой проводимости в сильном переменном поле решалась Джоншером [139, 141] в рамках модифицированной модели эмиссии Френкеля — Пула. Ниже мы рассмотрим эту модель более подробно.

Исходная модель аморфного вещества здесь та же, что и в предыдущем параграфе, — случайно расположенные донорные примесные уровни, окруженные ловушками (см. рис. 3-5). В исходной модели предполагается, что избыточная температура носителей заряда в аморфном материале зависит только от основной температуры T_0 решетки и не зависит от величины приложенного поля. По-видимому, такое допущение справедливо в ограниченном диапазоне полей, поэтому мы не рассматриваем здесь совокупность эффектов, возникающих при предпробойных полях на переменном токе в аморфном материале.

У реальных материалов концентрация ловушек достигает 10^{20} — 10^{21} см $^{-3}$, а концентрация примесных доноров значительно ниже — 10^{16} — 10^{18} см $^{-3}$. Электрон проводимости «чувствует» лишь потенциал собственного донорного уровня и ближайшего донора, потенциал ловушки воспринимается им значительно слабее, а занятый донорный уровень (нейтральный, согласно нашей модели) им почти не воспринимается. В связи с этим для кулоновского потенциала уровней ток оказывается пропорциональным $e\pi F^{1/2}/kT_c$, где T_c — эффективная температура носителей заряда во внешнем поле. Предполагается также, что плотность ловушек возрастает по мере приближения к краям квазиразрешенных зон аморфного материала.

Оценим граничную величину электрического поля, выше которой следует учитывать влияние сильного переменного поля на прыжковую проводимость. Эта граница в настоящее время определяется лишь гипотетически на основании следующих полуэмпирических соображений. Если допустить, что для большинства аморфных материалов концентрация примесных уровней порядка 10^{18} см $^{-3}$, а среднее расстояние между этими уровнями достигает 10 нм (расстояние между локализованными состояниями обычно не превышает 1 нм), то для перехода с одного уровня на другой посредством фононного взаимодействия с квантом $\sim kT$ при комнатной температуре ($T=300$ К) необходимо электрическое поле напряженностью до $2,5 \cdot 10^4$ В·см $^{-1}$. Выше этой границы согласно (128) преобладает полевая прыжковая проводимость.

Перескоки носителей заряда в этом случае могут быть в основном трех типов (рис. 3-8) — с сохранением энер-

гии (B), набором энергии (A) или с ее потерей (C). Предполагается также, что ниже квазиуровня Ферми все ловушки являются заполненными. Реальный ток определяется носителями, сосредоточенными в телесном угле AB. В этом случае динамическое равновесие устанавливается при равенстве энергии, приобретенной носителями от внешнего поля и энергии потерь, передаваемой решетке, т. е.

$$e\mu F^2 = - \frac{k(T_c - T_0)}{\tau}, \quad (3-60)$$

где μ — эффективная подвижность носителей в аморфном материале; τ — «феноменологическое» время релаксации системы.

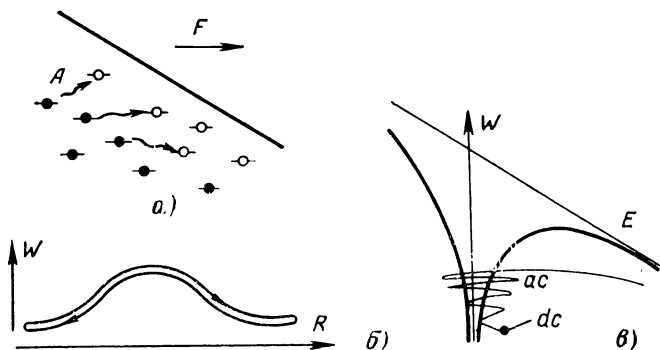


Рис. 3-8. Электронные переходы в аморфном диэлектрике в сильном электрическом поле (a) и диаграммы перескоков при $\omega \ll \tau_c^{-1}$ (б) и $\omega \gg \tau_c^{-1}$ (в).

В [90] было высказано предположение, что в глубине запрещенной зоны (зона низких подвижностей) время релаксации достаточно велико, а по мере приближения к краям зоны оно быстро падает до 10^{-9} — 10^{-12} с, это время уменьшается и с увеличением плотности локализованных состояний в аморфном материале. При низких электрических полях носитель, пытающийся «выпрыгнуть» из своей потенциальной ямы с частотой ν , находится в изотермическом равновесии с решеткой и может обмениваться лишь малыми порциями энергии, получаемой им от внешнего поля и передаваемой им решетке. В сильном поле энергия обменного взаимодей-

ствия kT_c начинает зависеть от величины приложенного поля, а скорость энергетических потерь при рассеянии в аморфном материале резко возрастает по мере того, как носитель продвигается к границе квазиразрешенной зоны, набирая энергию от внешнего поля. Поэтому появление «горячих электронов», аналогичных электронам в кристалле в режиме сильного поля, в аморфном материале менее вероятно.

Выше (см. § 3-2) было показано, что проводимость на переменном токе возрастает с ростом частоты внешнего поля (этот вывод был получен для случая слабых переменных полей). Характерно, что практически у всех аморфных материалов проводимость на переменном токе всегда оказывается выше, чем проводимость на постоянном токе при одинаковых значениях приложенного поля.

В режиме сильных полей конечный результат будет зависеть от частоты переменного поля. Так, на низких частотах, когда $\omega \ll \tau^{-1}$, траектория электрона будет монотонной и имеет равновесный характер, так как за время одного периода электрон успеет обменяться полученной от поля энергией с решеткой (рис. 3-8,а). Наоборот, при высоких частотах, когда $\omega \gg \tau^{-1}$, электрон не успевает следовать за изменением внешнего поля и накапливает энергию с течением времени, не успевая отдавать ее полностью решетке за один полупериод. При этом амплитуда его осцилляций монотонно возрастает, одновременно возрастают его подвижность и энергия (рис. 3-8,б).

В кристалле электрон, локализованный на примесном уровне донорного типа, слабо зависит от амплитуды внешнего поля потому, что вероятность его перемещения в разрешенную зону определяется высотой и формой потенциального барьера, которая меняется лишь при достаточно высоком значении напряженности внешнего поля. Переменное поле также не в состоянии «раскачать» электрон на этом уровне из-за большой глубины потенциального барьера.

В аморфном материале электрон, локализованный на донорном уровне, будет находиться в аналогичной ситуации, поэтому изменения проводимости с частотой не произойдет. Однако, если помимо донорных уровней имеется большое количество локализованных состояний с обычно неглубокими потенциальными стенками, то здесь реализуется ситуация, изображенная на рис. 3-8,в. С ростом

частоты внешнего поля электрон будет набирать энергию до тех пор, пока не выйдет в квазисвободную зону проводимости. Заметим, что на постоянном токе эта ситуация не реализуется и электрон остается локализованным. Именно поэтому проводимость на переменном токе и возрастает с частотой.

Если носитель случайно вновь захватится донорным уровнем, то он будет «раскачиваться» полем на нем до тех пор, пока не наберет энергию, необходимую для преодоления его потенциального барьера. Вероятность эмиссии с донорного уровня будет зависеть от того, насколько быстро электрон теряет часть приобретенной им энергии от поля, передавая ее за время, равное половине периода колебания внешнего поля.

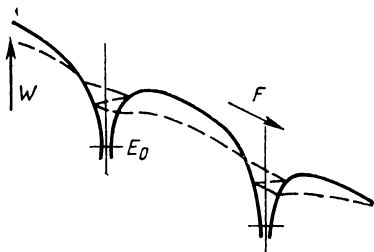


Рис. 3-9. Перескок электронов по локализованным состояниям в аморфном диэлектрике.

W — энергия электрона; E_0 — энергия основного состояния на ловушке; F — внешнее поле.

Результирующая картина прыжковой проводимости в сильном переменном поле представлена схематически на рис. 3-9. Сплошная линия соответствует ходу потенциала донорных уровней, пунктирная — движению электрона. Под действием поля электрон стремится выйти в квазисвободную зону. Оказываясь вблизи ловушки он попадает в поле действия кулоновских сил ловушки и частично захватывается ею, совершает несколько колебаний на ловушке, а затем эмиттирует по направлению к квазисвободной зоне и т. д. При этом электрон находится в термическом равновесии с решеткой при некоторой эффективной температуре T_c , которая обычно превышает истинную температуру решетки T_0 .

В отличие от кристаллов процесс эмиссии здесь ограничен, так как вероятность эмиссии электрона экспоненциально возрастает по мере уменьшения барьера ловушки. Поэтому для поддержания динамического равновесия носители должны непрерывно захватываться на соседние состояния, а затем вновь эмиттировать и т. д. Заметим, что количественная модель этого процесса в настоящее время практически не развита.

3-5. Гибридные модели прыжковой проводимости

Дальнейшее развитие как теоретических, так и экспериментальных исследований свойств аморфных материалов привело в последние годы к возникновению ряда новых моделей прыжковой проводимости, учитывающих целый ряд дополнительных факторов, участвующих в переносе заряда [139—146]. По сравнению с описанными выше моделями их можно отнести к разряду «гибридных», так как они обычно основаны на классических или квантовых моделях прыжковой проводимости, но в отличие от первых учитывают различные особенности захвата и рассеяния носителей или заряженных комплексов в неупорядоченной системе рассеивающих центров.

Ниже мы рассмотрим основные из них — модель многофононного надбарьерного перескока [137], гибридную модель перескока по частично перекрывающимся уровням [142, 143] и релаксационную модель диэлектрических потерь [144, 145]. Наконец, очень кратко мы охарактеризуем так называемую модель квазиметаллических центров или флуктуонов, доминирующую при переносе заряда в некоторых классах аморфных диэлектриков и полупроводников [146—147].

Многофононная надбарьерная проводимость. Экспериментальные исследования показывают, что в некоторых классах аморфных окисных пленок может реализоваться механизм многофононной надбарьерной прыжковой проводимости. Обычно туннельная прыжковая проводимость осуществляется посредством однофононных перескоков, но для того чтобы преодолеть вершину барьера, необходимо взаимодействие носителя одновременно с несколькими фононами. В настоящее время эта задача решена Пайком [143] лишь в квазиклассическом приближении для энергии активации переноса заряда W и кулоновского взаимодействия с ловушкой. Однако, как будет показано ниже, многие выводы этой модели практически не зависят от формы потенциального барьера ловушки.

Рассмотрим два идентичных состояния, расстояние между которыми R (рис. 3-9). Пусть W_0 — разность энергий основного и возбужденного состояний, а W — высота потенциального барьера ловушки, измеренная от основного состояния. В качестве основной ловушки можно рассматривать донорный примесный уровень, комплекс с некомпенсированной валентной связью или вакансию в аморфном материале. Высота потенциального барьера выражается в виде

$$W_0 - W = 4e^2 / \epsilon R. \quad (3-61)$$

Пусть локализованные состояния в аморфном материале распределены случайно по объему и имеют плотность N , тогда вероятность обнаружить соседний уровень на расстоянии R от основного запишется в виде

$$P(R) dR = 4\pi N R^2 \exp(-4\pi N R^2 / 3) dR. \quad (3-62)$$

Переходя с помощью выражения (3-61) к функциональной зависимости от энергии, получаем:

$$P(R) dR = G(W) dW = \frac{256\pi N e^6}{\epsilon^3} (W_0 - W)^{-4} \times \\ \times \exp \left[-\frac{4\pi N}{3\epsilon^3} \left(\frac{4e^2}{W_0 - W} \right)^3 \right] dW. \quad (3-63)$$

Выражение для поляризуемости согласно [127] может быть записано через энергетическую разность соседних уровней Δ , т. е.

$$\beta = e^2 R^2 / 6kT \operatorname{ch}^2 (\Delta / 2kT). \quad (3-64)$$

С учетом принятой диаграммы уровней (рис. 3-9) выражение (3-64) переписывается в виде

$$\beta = 16e^6 / 6\varepsilon^2 kT (W_0 - W)^2 \operatorname{ch}^2 (\Delta / 2kT). \quad (3-65)$$

Учитывая экспоненциальный характер зависимости времени релаксации τ от энергии активации, запишем:

$$\tau = \tau_0 \Phi(R/a) \exp(W/kT), \quad (3-66)$$

где функция $\Phi(R/a)$ учитывает степень перекрытия волновых функций соседних состояний. Можно показать [146], что при больших R/a функция $\Phi(R/a)$ изменяется пропорционально $\exp(2R/a)$, при R/a , близком к единице, эта функция изменяется очень слабо.

Обозначая предэкспоненциальный член в (3-66) через τ_1 с учетом (3-62) и (3-66), находим, что

$$G(W) dW = n(\tau) d\tau = \frac{256\pi N e^6 kT}{\varepsilon^3 [W_0 kT \ln(\tau/\tau_1)]^4} \times \\ \times \exp \left[-\frac{4\pi N}{3\varepsilon^3} \left(\frac{4e^2}{W_0 - kT \ln(\tau/\tau_1)} \right)^3 \right] \frac{d\tau}{\tau}. \quad (3-67)$$

Подставляя полученное выражение в общую формулу для прыжковой проводимости вида $\sigma_1(\omega)$ (см. § 3-2), получаем следующее выражение:

$$\sigma_1(\omega) = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon} (\pi e N N_p / 6 \operatorname{ch}^2 (\Delta / 2kT)) \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \frac{1}{[W_0 - kT \ln(\tau/\tau_1)]^4} \times \\ \times \frac{\omega^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \exp \left[-\frac{4\pi N}{3\varepsilon^3} \left(\frac{4e^2}{W_0 - kT \ln(\tau/\tau_1)} \right)^3 \right] \frac{d\tau}{\tau}. \quad (3-68)$$

Здесь N_p — полное число занятых состояний, а пределы интегрирования соответствуют $\tau_{\min} = \tau_1$ и $\tau_{\max} = \tau_1 \exp(W_0/kT)$.

Мы не будем останавливаться подробно на вычислении этого интеграла. Детали расчета можно найти в [143]. В результате упрощений и введения новых переменных получаем окончательно

$$\sigma_1(\omega) = \frac{3\varepsilon}{\operatorname{ch}^2 (\Delta / 2kT)} (4a/R_s)^3 (4a/R_p)^3 \times \\ \times \frac{\omega^{1-\xi}}{\tau_1^\xi \cos(\xi\pi/2)} \left[1 - (8a/R_s)^3 \frac{1}{\omega^{2\xi} \tau_1^{\xi/2} \left[\cos^2 \left(\frac{\xi\pi}{2} \right) - 3 \right]} \right], \quad (3-69)$$

где $a = e^2 / 2\varepsilon W_0$ — боровский радиус состояния; $R_s = (3/4\pi N)^{1/3}$; $R_p = (3/4\pi N_p)^{1/3}$ — радиус одиночно занятого состояния; $s = 1 - \xi$ — наклон частотной зависимости проводимости в билогарифмических

координатах. Если второй член в скобках мал, то получаем обычное выражение для прыжковой проводимости на радиочастоте. Частота среза в этом случае составляет:

$$\omega_{\max} \sim \exp(-W_0/kT). \quad (3-70)$$

Таким образом, в случае многофонного перескока носителей заряда по локализованным состояниям частотный диапазон работы полевого прибора увеличивается с ростом окружающей или рабочей температуры и зависит от энергии активации проводимости W . Истинная величина этой энергии может быть измерена из наклона температурной зависимости проводимости на постоянном токе при наличии омических контактов. Однако у реальных приборов часто преобладает туннелирование носителей из металлических электродов

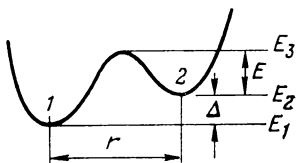


Рис. 3-10. Зонная диаграмма состояний для модели слабо перекрывающихся уровней.

E_1 и E_2 — энергия основных состояний уровней 1 и 2; E_3 — энергия перебарывания; r — расстояние между уровнями.

в диэлектрик, а затем уже эти электроны начинают принимать участие в прыжковой проводимости. Поэтому определить величину W по данным измерений на постоянном токе чрезвычайно сложно, так как реально измеряемая величина энергии активации относится к контактам, а не к активации прыжковой проводимости. Для нахождения W необходимо привлечение дополнительных методов (фотопроводимость, электролюминесценция и др.).

Следует учитывать, что при низких температурах преобладают короткие перескоки с участием небольшого числа фононов, здесь W сравнимо по величине с Δ . При высоких

температурах значительный вклад в проводимость дают длинные перескоки с участием большого количества фононов, поэтому необходимо учитывать конкретный вид функциональной зависимости $\Phi(R/a)$, который обычно не известен. Численные оценки для некоторых типов аморфных материалов даны в § 3-6.

Модель слабо перекрывающихся уровней. Эта модель может реализоваться в стеклах с атомным или электронным характером перескоков. Впервые она была предложена Андерсоном, Гальпериным и Вармой, а также независимо Филиппсом [148], а затем позднее модифицирована Поллаком и Пайком [137]. В первой модели атомы считаются квазисвободными частицами, способными туннелировать между ближайшими устойчивыми состояниями, рассматриваемыми как ловушки или потенциальные ямы, конфигурация которых схематически представлена на рис. 3-10. Атомы обычно частично ионизованы, поэтому их миграция может рассматриваться как движение частиц с переменным дипольным моментом. На постоянном токе такое движение в целом незначительно, поэтому вклад в суммарную проводимость невелик. Однако на переменном токе поляризационная компонента оказывается весьма значительной и определяет проводимость в функции частоты внешнего поля [137].

Для данной модели двухцентровая поляризуемость может быть записана в комплексном виде

$$\beta(\omega) = e^2(\delta f) r \cos[\theta/(1 + i\omega\tau)], \quad (3-71)$$

где r — расстояние между состояниями; θ — угол между вектором поля и линией, соединяющей состояния; δf — изменение равновесной заселенности полем для системы из двух состояний. Переходя к действительной составляющей проводимости, находим:

$$\sigma(\omega) = e(\delta f) r \omega \cos[\theta(\omega^{-1}\tau^{-1} + \omega\tau)]^{-1}. \quad (3-72)$$

Согласно второй модели при вычислении τ предполагается доминирующим надбарьерный процесс перескоков атомов или электронов. Тогда выражение для времени релаксации принимает вид:

$$\tau = (W_{12} + W_{21})^{-1} = \tau_0 \left(\frac{1}{\exp[(\Delta + E)/kT] - 1} + \frac{1}{\exp(E/kT) - 1} \right)^{-1} \approx \tau_0 \exp(E/kT), \quad (3-73)$$

где W_{12} — скорость перехода из состояния 1 в 2; W_{21} — скорость обратного перехода; τ_0 — константа порядка 1 при $E \gg kT$ и $\Delta \gg kT$. Величины r , Δ и E считаются случайными для аморфного материала, распределенными с некоторой вероятностью $p(r, \Delta, E)$, конкретный вид которой определяется материалом диэлектрика.

Выражение для проводимости атомной составляющей принимает вид:

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{3} \omega N \int e^2 r^2 [2kT \operatorname{ch}^2(\Delta/2kT)]^{-1} p(r, \Delta, E) (\omega^{-1}\tau^{-1} + \omega\tau)^{-1} r^2 dr d\Delta dE, \quad (3-74)$$

где N — концентрация атомов или ионов, участвующих в перескоке, а коэффициент $1/3$ появился в результате интегрирования по θ . Если учесть экспоненциальный характер зависимости $\tau(E)$, то после интегрирования по энергии E находим:

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{3} \omega N k T \int e^2 r^2 [2kT \operatorname{ch}^2(\Delta/2kT)]^{-1} p(r, \Delta) dE_0 r^2 dr d\Delta, \quad (3-75)$$

где $E_0 = kT \ln(\omega\tau_0)$.

Таким образом, модель атомной прыжковой проводимости в стеклах описывается почти линейной зависимостью проводимости на переменном токе от частоты.

Дальнейшее упрощение можно осуществить, зная конкретный вид распределения состояний в системе. Например, для нормального распределения вида

$$\begin{cases} p(r, \Delta, E) = \delta(r - r_0)/r_0^2 \bar{E} \Delta, & \text{при} \\ \Delta_0 < \Delta < \Delta_0 + \bar{\Delta} & \text{и } E_0 < E < E_0 + \bar{E} \\ p(r, \Delta, E) = 0 & \text{в остальных случаях,} \end{cases} \quad (3-76)$$

после преобразований получаем:

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{6} \pi \omega e^2 r_0^2 N k T \operatorname{th}(\bar{\Delta}/2kT) (\bar{\Delta} \bar{E})^{-1}, \quad (3-77)$$

где принято $\Delta_0=0$ и $E_0 \gg kT$. Если, например, положить $\bar{E}=0,5$ эВ, то для пленок SiO [Л. 141] $\sigma=10^{-9}$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$ при 300 К на частоте 10 кГц. Для этого случая находим, что $N=2,5 \cdot 10^{20}$ см $^{-3}$, т. е. приблизительно 1% всех атомов в стекле может принимать участие в прыжковой проводимости. Вполне естественно, что это достаточно ощутимая величина, которой уже нельзя пренебрегать при расчете реальных полевых приборов. Заметим, также что развитая в предыдущем параграфе модель многофононных перескоков по существу аналогична данной с той лишь разницей, что там в качестве носителей заряда рассматривались электроны на локализованных состояниях.

Интересно то обстоятельство, что линейная частотная зависимость проводимости получается для практически любой модели с преобладающей экспоненциальной зависимостью времени релаксации от случайных переменных при сравнительно гладком распределении состояний по энергии. Сказанное можно пояснить диаграммой, приведенной на рис. 3-11. Подобного рода ситуация может возникнуть, когда скорость перехода W_{ij} зависит от степени перекрытия волновых функций соседних состояний (а), при туннелировании (а), когда переходы W_{12} и W_{21} являются изоэнергетическими (б) или одновременно присутствуют оба процесса (в). В случае (а) случайные переменные со-

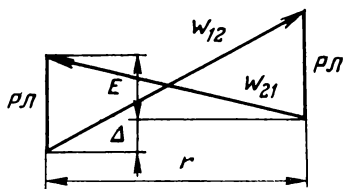


Рис. 3-11. Диаграмма перескока по локализованным состояниям с учетом решеточной релаксации РЛ аморфного диэлектрика.

ответствуют туннелированию, в случае (б) — энергии, в случае (в) — комбинации того и другого. Например, примесная проводимость в кристаллах соответствует случаю (а), прыжковая проводимость или вращательное движение полярных молекул через барьер в стеклах — случаю (б).

Так, в кристаллах наличие вакансии или другого точечного дефекта приводит к вырождению. В аморфном материале это вырождение снимается, а собственные волновые функции состояний становятся асимметричными. Прыжковый переход между такими состояниями сопровождается обменом фононами и зарядом (рис. 3-11).

Недавно Эмин, Зигер и Квинн [149], рассуждая аналогично, показали, что поляронная проводимость в большинстве стекол может иметь весьма общую природу; прыжковая поляронная проводимость в стеклах также характеризуется линейной частотной зависимостью при экспоненциальном характере распределения прыжковых состояний между центрами и энергией перескока.

Таким образом, линейная частотная зависимость проводимости на переменном токе является не только характеристикой примесных полупроводников, напротив, она может преобладать в стеклах, аморфных и частично кристаллических материалах, т. е. там, где время релаксации поляризуемых центров рассеяния описывается экспоненциальной функцией энергии или междоуровневого расстояния с относительно гладким и широким распределением уровней по энергии. Сам факт существования частотной зависимости или ее линейности для проводимости не позволяет однозначно судить о преоб-

ладающем механизме прыжковой проводимости. С другой стороны, о механизме переноса заряда удобнее судить по степени отклонения от линейной частотной зависимости проводимости на переменном токе. Заметим, однако, что пока этот анализ практически не развит, а информации о физической природе проводимости различных компонент полевых приборов крайне недостаточно.

Модель диэлектрической релаксации. Этот вид частотных потерь, влияющих на проводимость, схематически изображен на рис. 3-12 для стекол типа SiO_2 , содержащих примесные ионы Na^+ . В таких стеклах наряду с мостиковыми атомами, которые являются валентно связанными и поэтому не участвуют в проводимости, присутствуют немостиковые, частично связанные атомы или ионы, которые под действием переменного поля меняют свою ориентацию, изменяя тем самым величину суммарного дипольного момента элементарной ячейки объема стекла.

Структура таких стекол схематически показана для двумерной модели пленок SiO_2 , содержащих примеси, на рис. 3-13,а. В проводимости могут участвовать как некомпенсированные ионы O^- или Si^+ , так и атомы заряженной примеси. Вращательное движение ионов под действием переменного внешнего поля можно рассматривать как перескок фиктивного отрицательного заряда в системе потенциальных барьеров, представленной на рис. 3-13,б. Если положительно заряженный ион (обычно ион примеси) способен мигрировать под действием поля в стекле, то энергия активации этого процесса должна значительно превышать энергию активации прыжковой проводимости. Такой процесс становится возможным обычно при достаточно высоких температурах и больших полях и характеризуется режимом возрастания диэлектрических потерь образца.

В последнем случае зависимость диэлектрической релаксации от частоты внешнего поля может иметь один или несколько максимумов, характерных для случаев, когда частота внешнего поля становится соизмеримой с частотой вращения диполей. По степени размытости экстремумов можно судить об однородности дефектов, способных взаимодействовать с внешним полем. Чем шире максимум диэлектрических потерь прыжковой проводимости образца, тем больший набор различных структурных дефектов присутствует в этом образце. Детальное обсуждение механизма частотной дисперсии диэлектрических потерь можно найти в [144].

Следует учитывать, что при измерении прыжковой проводимости дисперсия может возникнуть в результате блокирования зарядов у электродов, накопления объемного заряда в приэлектродной области и формирования дополнительной емкости, которая приводит к увеличению диэлектрических потерь на низких частотах. Расчет

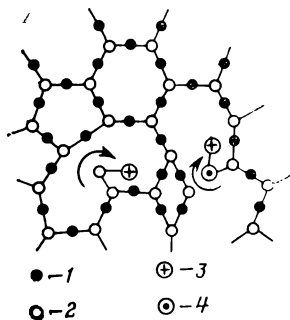


Рис. 3-12. Двумерная структурная модель пленок SiO_2 , содержащих примесные ионы Na .

1 — мостиковый атом кислорода; 2 — немостиковый атом; 3 — примесный ион; 4 — электронное изображение.

этих потерь был выполнен в [150] на основе метода Хиппеля [151], использованного им ранее применительно к F -центрам в щелочно-галлоидных кристаллах. Было показано, что для частот ($eN\mu/\epsilon\epsilon_0 < \hbar\omega < V_\mu/2l^2$), где N — концентрация поляризованных состояний, μ — дрейфовая подвижность носителей, U — приэлектродный потенциал при нулевом смещении или нулевой постоянной сигнала на образце, l — характеристическая длина диполя (см. рис. 3-13,б), дополнительная поляризационная емкость обратно пропорциональна частоте внешнего поля ω . Частота отсечки полевого прибора ω_0 , на

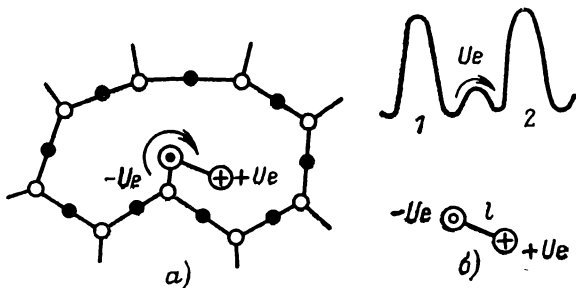


Рис. 3-13. Энергетическая диаграмма пленок SiO.

a — вращательная поляризация диполей; b — внутрибарьерный перескок.

которой поляризационная емкость перестает проявляться, зависит от параметров ловушек, т. е. ширины и высоты потенциального барьера ловушек, их концентрации, подвижности основных и связанных носителей и др., и выражается в виде

$$\omega_0 = \frac{RU^{1/2}\mu}{(2\epsilon\epsilon_0/eN)^{1/2}}, \quad (3-78)$$

где R — расстояние перескока между поляризованными комплексами.

Например, для аморфных пленок SiO с алюминиевыми электродами толщиной 0,5 мкм для $l=0,5$ мкм и $U=5$ эВ частота насыщения составляет 1 кГц, а для более мелких ловушек с $U=0,2$ эВ она превышает 30 Гц. Таким образом, влияние паразитной поляризационной емкости на характеристики полевых приборов с металлическими контактами из алюминия проявляется лишь на очень низких частотах, поэтому в большинстве реальных случаев им можно просто пренебречь. Это влияние может оказаться заметным для очень мелких ловушек (вращательная поляризация донорного типа) в диэлектриках с большой концентрацией ловушек и малым межцентровым расстоянием. Обычно подвижность носителей в аморфных диэлектриках крайне низкая, поэтому поляризационная емкость мала, а для материалов с большой концентрацией мелких ловушек она хотя и возрастает, но подавляется емкостью объема диэлектрика, так как обычная прыжковая проводимость по мелким ловушкам значительно превосходит вклад вращательной поляризационной проводимости для зарядовых комплексов этого типа.

Другой интересной особенностью является возможность прямого измерения прыжковой подвижности по данным частотной зависимо-

сти поляризационной проводимости на низких частотах. Чем ниже частота, на которой осуществляются измерения, тем точнее оказывается полученный результат. Измерения оправданы для значений $\mu < 2\omega l^2/U$ вплоть до концентраций ловушек $N = 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Например, для аморфных пленок Al_2O_3 на частоте $\omega \sim 1 \text{ Гц}$ и $U = 0,1 \text{ эВ}$ подвижность оказывается порядка $10^{-7} \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ [151]. Характерно, что для этого материала диэлектрика преобладает зависимость вида $\omega^{1/2}$, а не ω^{-1} , как у пленок SiO или SiO_2 . Последнее может быть связано с влиянием диффузионных процессов переноса заряда, которые накладываются на переменную составляющую проводимости в виде особого рода постоянной составляющей, величина которой определяется внутренним полем поляризованных состояний. При высоких внешних напряжениях эта компонента становится незначительной и не влияет на результаты измерений.

3-6. Методика измерения проводимости на переменном токе

Прецизионные измерения проводимости МДМ- и МДП-структур с некристаллическим диэлектриком в широком интервале частот и температур связаны со значительными техническими трудностями. С помощью стандартных методик измерения проводимости осуществляются обычно в радиочастотном диапазоне (10^3 — 10^7 Гц). Для этих целей используются резонансные и мостовые промышленные методы, на описании которых мы здесь подробно не останавливаемся. Более сложной является методика измерения прыжковой проводимости на инфранизких частотах и в СВЧ-диапазоне. Прямые измерения удобно проводить на типовых МДМ-образцах конденсаторного типа.

Рассмотрим подробнее появившиеся в последние годы методы измерения проводимости на переменном токе. Излагаемые ниже данные относятся в основном к пленкам некристаллических диэлектриков, используемым в современных приборах.

Проводимость на низких частотах. Этот диапазон соответствует частотам 10^{-3} — 10^3 Гц . Предполагается, что в указанном частотном диапазоне электронная составляющая проводимости в диэлектриках все еще преобладает над ионной проводимостью, при этом последняя обычно не учитывается. Сопротивление диэлектрика на низких частотах оказывается настолько большим, что сопротивление растекания металлических электродов не оказывает влияния на проводимость полевого прибора в целом. Так, для напыленных диэлектриков ток утечки

не превышает 10^{-12} А на 1 В, а сопротивление металлических электродов — 0,1 Ом.

В диапазоне инфранизких частот измерения осуществляются мостовыми методами с балансными перестраиваемыми конденсаторами в резистивных плечах моста и запоминающим осциллографом в диагонали, используемым в качестве детектора. Более точные результаты дает методика, основанная на регистрации фазового сдвига в диагонали RC -моста, синхронизируемого частотой задающего генератора инфрара. Точная регулировка на «нуль» достигается с помощью Z .

При использовании стандартных мостовых методов емкость образца при увеличении поля в диэлектрике до критического изменяется всего на несколько процентов, поэтому такие методы непригодны для изучения влияния электрического поля на проводимость на переменном токе. В то же время фаза выходного тока не совпадает с фазой входного напряжения, а сигнал разбаланса увеличивается с ростом поля и частоты. Пиковое значение тока в образце определяется через напряжение фазового разбаланса по формуле

$$I_k(U) = G_0 U + \frac{U'}{R_3}, \quad (3-79)$$

где G_0 — проводимость в слабом поле; U — входное напряжение в фазе с током I .

Точность такого метода ограничена на низких частотах эффективностью трансформации входного напряжения, а на высоких частотах — шунтирующим влиянием балансной емкости в Z_2 , дающей нелинейные искажения сигнала. В отличие от описанных выше линейных методик данный метод позволяет регистрировать ток на выходе широкополосного усилителя в функции входного напряжения или поля в низких частотах [152]. Рабочая амплитуда сигнала не превышает обычно 0,01—0,2 В.

Отличительными особенностями перечисленных методов является необходимость использования линейного широкополосного усилителя для выделения сигнала разбаланса моста, наличие прецизионных калиброванных RC -плеч моста и необходимость стабилизации опорного потенциала или нулевой точки диагонали относительно Земли.

На низких частотах регистрация точного значения проводимости усложняется наложением поляризацион-

ных процессов в диэлектрике, длительность которых соизмерима с обратной частотой изменения внешнего поля. Например, в пленках SiO_2 и Al_2O_3 наблюдается спад тока за счет деполяризации, длительность которого достигает 10—30 мин. Типичная зависимость изменения тока во времени в пленках SiO_2 показана на рис. 3-14. Видно, что стационарное значение тока через образец устанавливается лишь после 30 мин формовки напряжением (см. гл. 2). Время установления тока для различных материалов колеблется от нескольких секунд до одного часа.

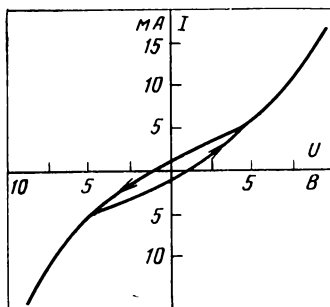
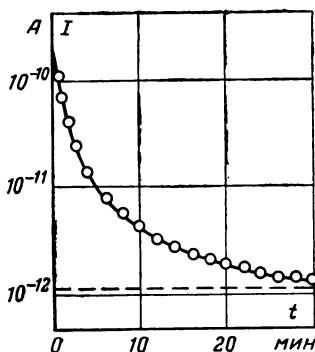


Рис. 3-14. Релаксация тока в пленках SiO_2 за счет деполяризации. Пунктиром показано стационарное значение тока.

Рис. 3-15. Гистерезис тока через диэлектрик в полевой структуре.

Наличие поляризационных процессов в диэлектрике приводит к появлению гистерезиса у ВАХ полевых приборов в окрестности нулевых напряжений (рис. 3-15). С ростом напряжения на образце и окружающей температуры гистерезис постепенно исчезает.

Проводимость в сильных полях. Обычные мостовые схемы оказываются неприменимыми для измерения проводимости на переменном напряжении большой амплитуды из-за появления нелинейной составляющей тока через диэлектрик. Джоншер и Лоу [141] предложили специальную схему измерения $\sigma(\omega)$ на высоких напряжениях, состоящую из импеданс-трансформатора с изолированной связью и балансного Z моста (рис. 3-16).

Предполагается, что образец не имеет индуктивной составляющей в импедансе, Z_1 выбирается для уравни-

вешивания исходного импеданса образца при низком напряжении, Z_2 и R_3 обеспечивают баланс моста. Значения Z_2 и R_3 обычно намного ниже Z_1 . Вначале, изменяя Z_2 и R_3 , добиваются минимума тока в выходной цепи электрометра.

Поляризационная составляющая проводимости на переменном токе обычно измеряется широкополосным перестраиваемым услителем с фазовой синхронизацией, используемым в качестве детектора и нуль-индикатора.

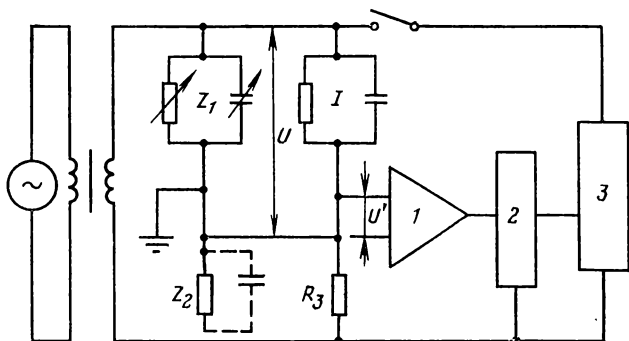


Рис. 3-16. Принципиальная схема измерения проводимости на переменном токе в сильных электрических полях.

1 — фазовый детектор; 2 — усилитель; 3 — измерительный осциллограф.

Использование фазочувствительного усилителя с выходом по постоянному току по сравнению с селективным усилением на переменном токе и перестраиваемыми выходными фильтрами имеет ряд преимуществ. В качестве нуль-индикатора используется физический нуль сигнала, а не минимум тока разбаланса, как обычно; отношение сигнал/шум является постоянным во всем частотном диапазоне, так как при измерении усиливается и детектируется постоянная полоса частот и фаз. Перечисленные свойства обеспечивают высокую точность измерения частотной зависимости проводимости в диапазоне входных напряжений 0,02 — 1 В.

Обычно перед измерениями установка калибруется по точкам на фиксированных частотах или по фазо-частотным номограммам с применением калиброванных резисторов и конденсаторов с точностью до 0,03%. При этом необходимо учитывать частотную дисперсию моста

и коммутирующих элементов. Для измерений на радиочастотах часто ограничиваются применением одного калиброванного конденсатора с фиксированным затуханием, емкость которого составляет 60—90% от измеряемой емкости. Паразитная емкость схемы оценивается трехклеммным методом и учитывается при вычислении проводимости. Характерно, что наличие паразитной емкости приводит к зависимости вида $\sigma \sim \omega^2$.

В случае прецизионных измерений необходимо учитывать потери в токопроводящих контактах пленочных конденсаторов. Обычно толщина металлических электродов составляет 0,15—0,3 мкм, а сопротивление в лучшем случае — доли ома. Дисперсия проводимости у таких электродов начинает проявляться на частотах выше 100 МГц. В целом, корректное измерение проводимости на переменном токе у пленочных полевых приборов представляет довольно сложную задачу.

В большинстве случаев полная проводимость рассчитывается по частотным зависимостям C и $\operatorname{tg} \delta$, а затем перестраивается по круговым диаграммам в комплексной плоскости [153]. Этот метод определения $\sigma(\omega)$ достаточно прост и нагляден, но приводит к заметным погрешностям (до 30%) на высоких частотах. Более точные результаты на высоких частотах дает метод Пайка, основанный на непосредственном вычислении действительной и мнимой составляющих полной проводимости из соотношения Крамерса-Кронига [153]. У большинства чистых кристаллов диэлектрическая проницаемость ϵ не зависит от ω вплоть до оптического диапазона частот. Наличие структурных дефектов и примесей приводит к появлению дисперсии низкочастотной составляющей ϵ_0 , тогда как полная величина $\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_\infty$ приближается к ϵ чистого кристалла. Последний метод является более громоздким при вычислении, но обеспечивает высокую точность (до 1%) в ВЧ-диапазоне.

3-7. Частотные свойства диэлектрических пленок

Частотная зависимость проводимости некристаллических пленок наблюдалась в последние годы у большого числа материалов, полученных различными технологическими методами (см. гл. 1). В настоящее время трудно сделать какие-либо обобщающие выводы относительно

но прогнозирования частотной зависимости проводимости некристаллических диэлектриков в полевых приборах. Конкретный вид этой зависимости определяется материалом диэлектрика и энергетической структурой ловушек в нем, наличием структурных несовершенств и примесей, паразитной емкостью шунтирующих контактов, влиянием базового материала и материала подложки и др. Теория частотной зависимости проводимости находится на начальной стадии разработки. С другой стороны,

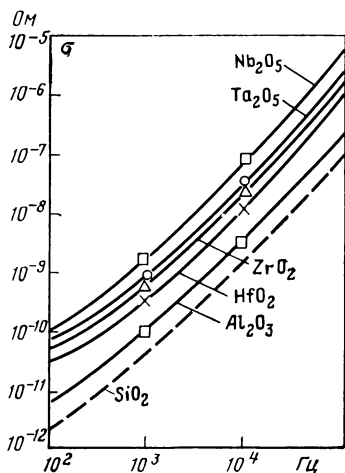


Рис. 3-17. Частотная зависимость проводимости окисных пленок, полученных анодированием.

у большинства реальных диэлектриков в частотную зависимость дают вклад одновременно несколько механизмов проводимости, а носителями заряда могут быть электроны, дырки, слабо связанные ионы и более сложные комплексы, имеющие заряд и способные мигрировать или менять ориентацию под действием внешнего поля. Представляется целесообразным рассмотреть подробнее экспериментальные данные по измерению частотной зависимости проводимости в наиболее часто встречающихся пленочных диэлектриках.

Соответствующая зависимость для анодных диэлектрических пленок показана на рис. 3-17. Видно, что $\sigma \sim \omega^s$, где $1 < s < 2$, при этом частотный ход зависимости проводимости практически не зависит от материала диэлектрика; последний оказывает лишь незначительное влияние на абсолютную величину проводимости. Минимальная проводимость наблюдается у анодных пленок SiO_2 и Al_2O_3 (до $10^{-12} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$), максимальная — у пленок V_2O_5 , MoO_3 и WO_3 (не показаны на рис. 3-17) и достигает $10^{-8}—10^{-7} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Диэлектрические потери у анодных пленок слабо зависят от частоты внешнего поля, но увеличиваются с ростом шероховатости поверхности подложки и уменьшением толщины диэлектрика.

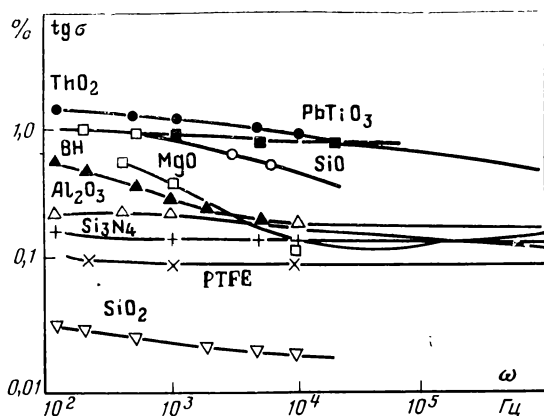


Рис. 3-18. Частотная зависимость диэлектрических потерь аморфных диэлектрических пленок, полученных термическим испарением в вакууме и катодным распылением (PTFE — полимер).

Частотные свойства пленок, полученных термическим испарением в вакууме или катодным распылением, оказываются весьма индивидуальными и в большей степени, чем анодные, зависящими от условий их осаждения. На рис. 3-18 показаны частотные характеристики $\text{tg } \delta$ таких пленок. Видно, что абсолютное значение $\text{tg } \delta$ для различных материалов диэлектрика может отличаться более чем на два порядка. В зависимости от выбора технологического режима нанесения диэлектрика величина $\text{tg } \delta$ изменяется в пределах $0,02\% < \text{tg } \delta < 2\%$.

Частотные свойства пленок SiO и Al_2O_3 , полученных термическим испарением в вакууме, оказываются различными на низких и высоких частотах. На рис. 3-19, 3-20 показаны частотные характеристики $\text{tg } \delta$ и C пленок SiO в диапазоне 10^{-1} — 10^3 Гц при различных температурах. По поло-

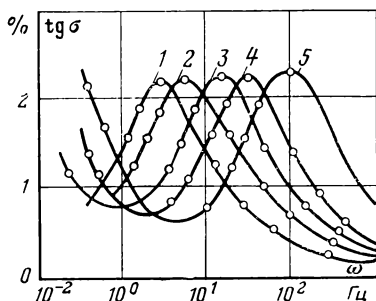


Рис. 3-19. Частотная зависимость диэлектрических потерь пленок SiO при различных температурах, °С.

1 — 115; 2 — 135; 3 — 158; 4 — 190; 5 — 245.

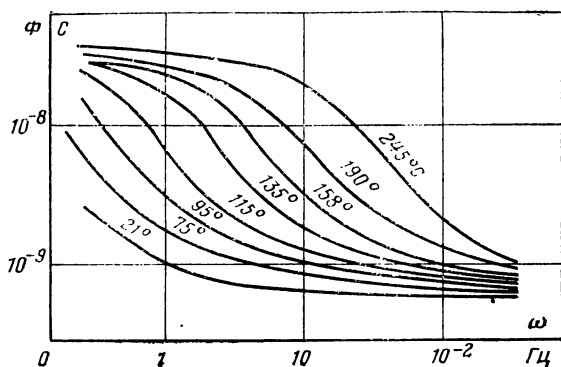


Рис. 3-20. Частотная зависимость емкости аморфных пленок SiO_2 при различных температурах.

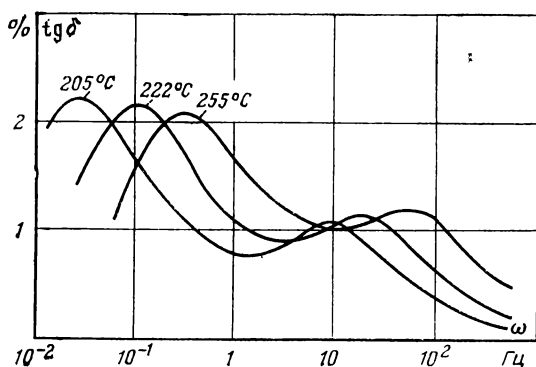


Рис. 3-21. Температурное семейство частотных характеристик диэлектрических потерь в аморфных пленках Al_2O_3 .

жению пика диэлектрических потерь можно определить характер температурной зависимости времени релаксации τ , которая описывается энергией активации ε согласно формуле

$$\tau = \tau_0 \exp(-\varepsilon/kT). \quad (3-80)$$

Энергия активации времени релаксации зависит от технологического режима нанесения диэлектрика и возрастает от 0,4 до 0,7 эВ при уменьшении скорости напыления SiO от 2,5 до 0,5 $\text{нм} \cdot \text{с}^{-1}$.

Механизм переноса заряда для этого диапазона частот связан с вращательным движением немостиковых

ионов кислорода и примесных ионов под действием медленно изменяющегося поля и характеризуется конечным временем релаксации диполей (рис. 3-21) с энергией активации 0,5 эВ.

В области инфранизких частот у пленок SiO появляется второй релаксационный максимум (рис. 3-21), емкость с ростом частоты убывает почти на два порядка. Энергия активации этого процесса достигает 0,8 эВ и связана с миграцией заряда из электродов посредством локализованных перескоков с учетом искажения поля в SiO объемным зарядом. Механизм дипольной релаксации для этого случая может быть понят из рис. 3-22. С ростом поля дисперсия емкости должна убывать за счет перескоков между ближайшими глубокими потенциальными ямами.

Частотная зависимость емкости пленок Al_2O_3 зависит от материала электродов. Так, для алюминиевых электродов $C \sim \omega^{-1}$, а для золотых электродов $C \sim \omega^{-0,5}$ емкость образцов увеличивается с температурой. На кривых $\text{tg } \delta(\omega)$ удастся различить лишь один максимум (рис. 3-23), наличие которого обусловлено вращательной деполяризацией немоستиковых и примесных ионов с энергией активации 0,3 эВ. Оценки показывают, что концентрация диполей в пленках SiO достигает 10^{20} см^{-3} , а в пленках Al_2O_3 — 10^{19} см^{-3} . Эффективная подвижность дипольных зарядов ниже $10^{-10} \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

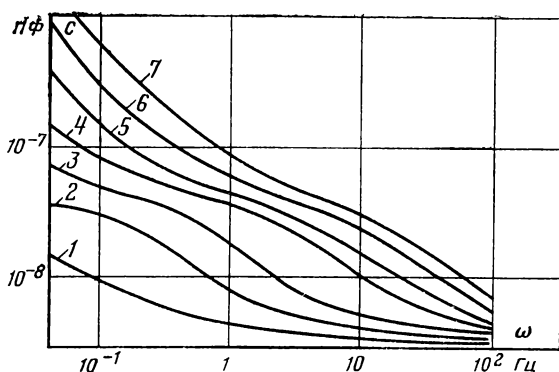


Рис. 3-22. Температурное семейство частотных характеристик емкости, °С.

1 — 87; 2 — 127; 3 — 160; 4 — 205; 5 — 222; 6 — 245; 7 — 255.

В качестве ионов могут выступать немостиковые ионы кислорода, ионы H^+ и OH^- , примесные атомы, ионы щелочных металлов и др.

Зависимость $\sigma(\omega)$ в диапазоне радиочастот для тех же пленок показана на рис. 3-24. Проводимость пленок

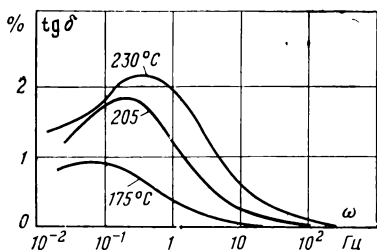


Рис. 3-23. Частотная зависимость диэлектрических потерь в пленках GcO_2 , полученных окислением.

Al_2O_3 оказывается на порядок ниже, чем у пленок SiO при фиксированной температуре, и увеличивается с ростом температуры и частоты по степенному закону с энергией активации 0,2 эВ

$$\sigma(\omega, T) \sim \omega^{AT-B}, \quad (3-81)$$

где A и B — константы материала. На частотах выше 10^5 Гц частотная зависимость проводимости

описывается квадратичной функцией. Эффективная подвижность электронов, участвующих в прыжковой проводимости, здесь выше, но не превышает $10^5 \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

С ростом амплитуды переменного поля проводимость возрастает по закону Джоншера — Френкеля — Пула (ДФП) [171—173]. На рис. 3-25, 3-26 показана соответствующая зависимость для полученных авторами методом активационного разложения органических соединений пленок In_2O_3 [154]. Заметим, что аналогичная по характеру зависимость обнаружена Джоншером и Лоу у напыленных в вакууме 10^{-6} Па пленок SiO [141]. Выделены температурные и частотные семейства ВАХ во френкелевских координатах. Экспери-

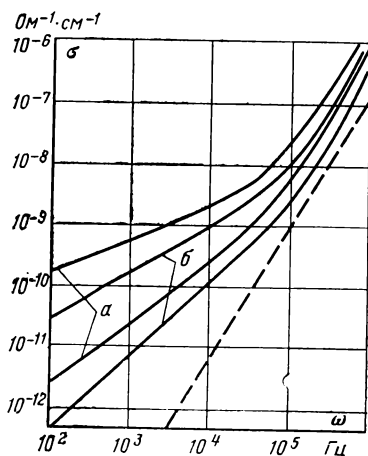


Рис. 3-24. Частотная зависимость проводимости пленок SiO (а) и Al_2O_3 (б) при температурах, К. 1 — 77; 2 — 300. Пунктиром указана область квадратичной зависимости проводимости от частоты.

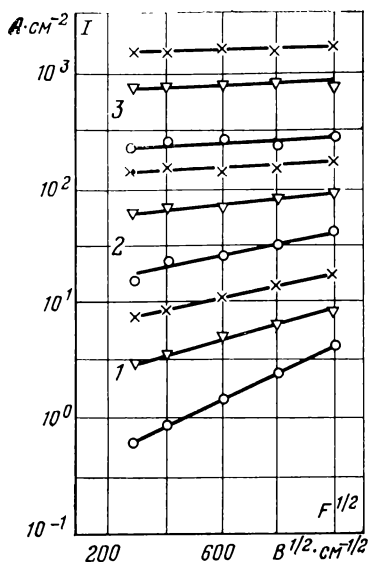
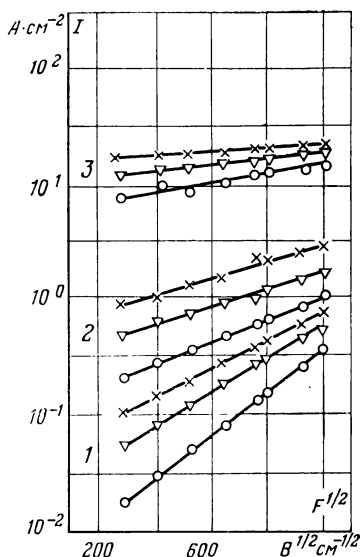


Рис. 3-25. Полевая зависимость плотности тока в пленках In_2O_3 при 77 К на частотах, Гц.

○ — 10^2 ; ▽ — $5 \cdot 10^3$; × — $5 \cdot 10^5$. Структура пленок: аморфная (1); ультра-дисперсная (2) и поликристаллическая (3).

Рис. 3-26. Полевая зависимость плотности тока в пленках In_2O_3 при 300 К. Обозначения аналогичны рис. 3-25.

ментальные точки хорошо укладываются на прямую, соответствующую аналитической зависимости вида

$$I = I_0 T_c^2 \beta(\omega) \exp(eLF^{1/2}/kT_c), \quad (3-82)$$

где T_c — эффективная температура носителей заряда; I_0 — ток при постоянном поле; L — коэффициент, равный $(e/\pi\epsilon)^{1/2}$; ϵ — диэлектрическая проницаемость пленки; $\beta(\omega)$ — функция Поллака [129—134], которая имеет вид:

$$\beta(\omega) = \frac{\pi}{6} e^2 r^2 N k T \omega \text{th}(\Delta/2kT) (\Delta E)^{-1}, \quad (3-83)$$

где r — расстояние между центрами захвата; N — концентрация заряженных центров (например, немостиковых О⁻), энергия переноса E обычно превышает энергию термической активации kT (чаще всего $E \gg kT$), а Δ — энергетический барьер между соседними состоя-

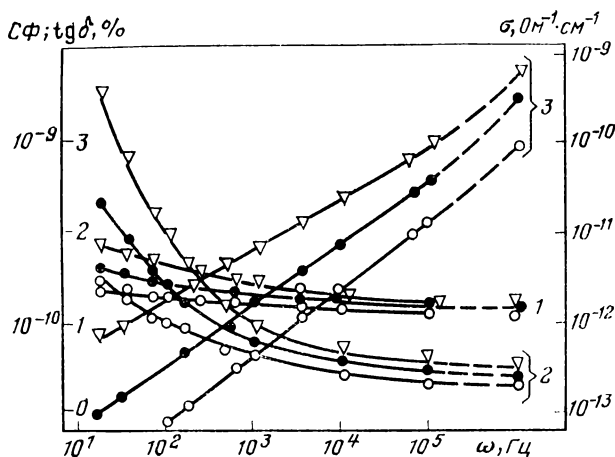


Рис. 3-27. Частотная зависимость емкости (1), тангенса угла диэлектрических потерь (2) и проводимости (3) образцов $\text{Au-SiO}_2 \times \text{Al}_2\text{O}_3\text{-Al}$ при температурах, К.
1 — 80; 2 — 300; 3 — 450.

ниями, по которым осуществляется перескок или туннелирование. Отметим, что, зная параметры, входящие в формулу (3-76), можно определить эффективную температуру носителей заряда, которая для пленок кремния увеличивается с ростом частоты в диапазоне 10^{-2} — 10^4 Гц от 300 до 1000 К.

Частотные свойства пленок SiO_2 , Al_2O_3 , а также их смесей, полученных активационным разложением паров органических соединений, подробно исследовались в [155].

Измерение динамических характеристик (частотной зависимости емкости C и тангенса угла потерь $\text{tg } \delta$) проводили в интервале частот 20 — 10^5 Гц и дискретно на частоте 1 МГц. Типичные кривые зависимости C и $\text{tg } \delta$ от ω при различных температурах показаны на рис. 3-27. Емкость структур $\text{Au-SiO}_2 \cdot \text{Al}_2\text{O}_3\text{-Al}$ почти не зависит от температуры, только при частотах ниже 1 кГц увеличение температуры сопровождается слабым ростом величины C . Зависимость $\text{tg } \delta$ от T имела тот же характер, т. е. абсолютная величина потерь в диэлектрике возрастала с ростом температуры. Тенденция роста более резко проявлялась на низких частотах.

По данным измерений C и $\text{tg } \delta$ была рассчитана частотная зависимость проводимости $\sigma(\omega)$ пленок

$\text{SiO}_2 \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$ (рис. 3-27). С увеличением температуры от 80 до 450 К НЧ-проводимость пленок возрастала почти на три порядка. В области НЧ-зависимость $\sigma(\omega)$ приближенно описывалась степенной зависимостью $\sigma \sim \omega^k$ с наклоном $k=0,8 \div 0,9$. Зависимость $\lg \sigma(T^{-1})$ в НЧ-области можно было аппроксимировать прямой с наклоном, соответствовавшим энергии активации на переменном токе E_2 . Абсолютное значение энергий активации E_1 и E_2 увеличивалось с ростом содержания Al_2O_3 (табл. 3-1). Необходимо отметить, что независимо от концентрации Al_2O_3 в SiO_2 величина E_2 была больше E_1 (табл. 3-1), тогда как концентрационное изменение ΔE_2 , соответствующее переходу от чистого SiO_2 к чистому Al_2O_3 , оставалось меньше, чем ΔE_1 . Значение диэлектрической постоянной пленок при этом увеличивалось от 3,68 до 7,94.

Необычные частотные свойства были обнаружены у поликристаллических пленок ZnO , обладавших диэлектрическими свойствами [156]. Пленки обладали высокой диэлектрической проницаемостью, которая на частоте 1 кГц достигала 160. Для пленок смесей ZnO и Bi_2O_3 получено $\epsilon \sim 1900$ на частоте 5 МГц и 3800 на частоте 1 кГц. Диэлектрик наносился взрывным испарением порошков $n=\text{ZnO}$ и $p=\text{Bi}_2\text{O}_3$ в вакууме с последующей термообработкой при 850—1100°C. Отжиг свежеприготовленных образцов в парах различных соединений позволял легировать диэлектрик с целью получения заданных нелинейных характеристик.

Таблица 3-1

*Электрические параметры пленок $\text{SiO}_2 \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$ **

Содержание Al_2O_3 в SiO_2 , %	E_1 , эВ	E_2 , эВ	ϵ	χ , %
0	0,34	0,48	3,68	0,02
30	0,39	0,56	4,88	0,2
50	0,45	0,68	5,24	1,1
75	0,54	0,76	6,22	2,3
100	0,72	0,82	7,94	3,7

* E_1 — энергия активации на постоянном токе, E_2 — то же на частоте 1 кГц, χ — коэффициент остаточной поляризации.

У пленок 95% ZnO+5% Bi₂O₃ емкость наиболее резко зависела от температуры и в интервале —50÷+150°C изменялась по закону

$$C=C_0\exp(\alpha T^3), \quad (3-84)$$

где параметр α определяется режимом термообработки диэлектрика.

Частотная зависимость проводимости у таких образцов показана на рис. 3-28 для различных режимов термообработки. Для большинства диэлектриков наблюдалась линейная частотная зависимость проводимости, однако абсолютное значение σ резко зависело от температуры отжига образца и материала электродов. Недостатком схемного использования таких пленок является сравнительно низкое сопротивление по постоянному току по сравнению с обычными диэлектриками. Введением легирующей примеси удается улучшить диэлектрические характеристики пленок. Типичные характеристики перечислены в табл. 3-2. Видно, что легирование 1 мол. % Bi₂O₃(Bi) дает лучшие изолирующие характеристики пленок.

Нелинейные частотные свойства пленок ZnO+Bi₂O₃ обусловлены резкой зависимостью ϵ и $\operatorname{tg} \delta$ от ω (рис. 3-29). На частотах ниже 1 МГц ϵ слабо зависит от ω , но при более высоких частотах начинает резко падать и при $\omega \sim 1$ ГГц достигает 10. У зависимости $\operatorname{tg} \delta(\omega)$ наблюдается плавный минимум при $6 \cdot 10^4$ Гц и более резкий максимум при $\omega \sim 2 \cdot 10^8$ Гц. Указанные

Таблица 3-2

Электрические характеристики легированных пленок ZnO+Bi₂O₃

Материал примеси, %	Сопротивление, Ом·см	Содержание кислорода в пленке, %	Удельная емкость пленок, нФ/см ²	ϵ	Добротность
0,5% Cu	10—25	98	300—350	600—700	1—1,2
1% Bi ₂ O ₃ (Bi)	50—150	98	325—375	700—800	1,3—1,5
1% Cu	1—5	98	325—275	700—800	1—1,2
0,5% Au	0,1—0,5	80	350—400	1000—1100	40—50
1% Au	0,05—0,1	80	400—450	800—900	35—40
0,5% Al	5—10	98	350—400	900—1000	1,3—1,5
1% Al	1—5	98	400—500	900—1000	1—1,2

пленочные материалы использовались в нелинейных подстроечных конденсаторах, линиях задержки СВЧ-диапазона и функциональных преобразователях сигнала с высокой добротностью.

Лучшие изолирующие свойства обнаружены у пленок стекла состава $\text{B}_2\text{O}_3 + \text{SiO}$ при совместном напылении исходных компонент. Проводимость пленок на постоянном токе зависит от их толщины и в режиме сильных полей описывается степенным законом $\sigma \sim V^4$, где показатель степени слабо зависел от условий получения и режима старения пленки. Энергия активации проводимости на постоянном токе была невысокой и достигала 0,01 эВ, что значительно ниже по сравнению с чистыми пленками SiO , у которых $E_c \sim 0,5$ эВ. Такие пленки могут использоваться в качестве высокотемпературного диэлектрика.

Частотная зависимость проводимости описывалась степенной функцией с показателем степени

0,9—1,0 и очень низкой энергией активации $(6 \div 15) \times 10^{-3}$ эВ. На рис. 3-30 показана частотная зависимость σ для пленок различного состава, а на рис. 3-31 — температурная зависимость проводимости для тех же образцов. Рекомендуемый состав пленок стекла 40% $\text{B}_2\text{O}_3 + 60\%$ SiO .

В [157] наблюдалась линейная частотная зависимость проводимости для широкого класса окислов, нитридов и других соединений, полученных окислением, анодированием, ВЧ и реактивным распылением и другими методами в диапазоне 100 Гц—1 МГц. Обнаружено, что для таких материалов, как Al_2O_3 , HfO_2 , Ta_2O_5 , Nb_2O_5 , ThO_2 , SiO , BN , Si_3N_4 , SiO_2 , MgO , PbTiO_3 , WO_3 ,

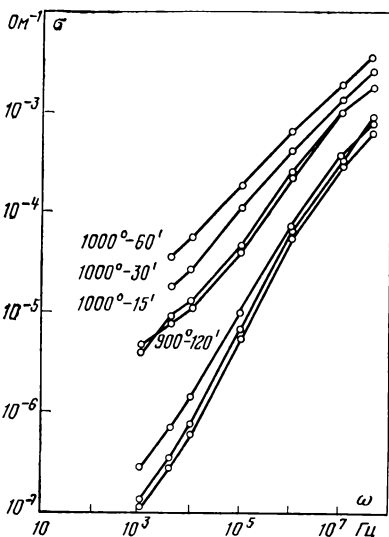


Рис. 3-28. Частотная зависимость проводимости для различных режимов термообработки пленок $\text{ZnO} + \text{Bi}_2\text{O}_3$.

MoO_3 и V_2O_5 , диэлектрические потери не зависят от материала электродов и примесей в диэлектрике, но увеличиваются в НЧ-диапазоне при радиационном облучении. Например, у пленок ZrO_2 с ростом дозы нейтронного облучения с энергией выше 1 МэВ (быстрые нейтроны) проводимость на переменном токе возрастает (рис. 3-32). Обычно предполагается, что температурная и радиационная стойкость приборов с МДМ-структурой

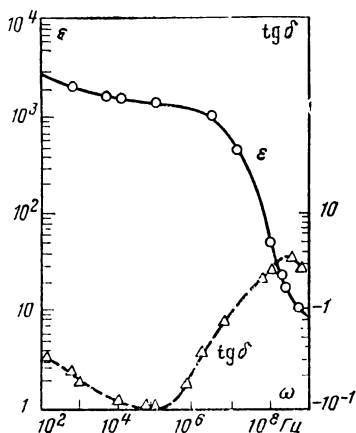


Рис. 3-29. Зависимость диэлектрической проницаемости ϵ и тангенса угла диэлектрических потерь в пленках $\text{ZnO} + \text{Bi}_2\text{O}_3$ от частоты при комнатной температуре.

определяется деградацией диэлектрика за счет возникновения при радиационном облучении дополнительных электронных состояний в виде кислородных вакансий, нескомпенсированных электронных валентных связей, дипольных образований и др. Определенную роль могут играть металлические электроды, поставляющие ловушки при облучении в области границы раздела диэлектрик — металл, которые, обладая зарядом, способны мигрировать в поле смещения конденсатора в глубь диэлектрика.

20 Гц—100 МГц и температур 77—453 К. Методика приготовления образцов была аналогична описанной в [141, 146]. Толщина диэлектрика составляла около 0,3 мкм. Выбор толщины диэлектрика d соответствовал оптимальной величине удельной емкости пленочных конденсаторов на основе GeO, так как при более высоких d наблюдается значительное уменьшение удельной емкости пленочного конденсатора, а при малых d возникает вероятность локального микропробоя конденсатора и растут токи утечки.

Частотная зависимость проводимости дефектных слоев GeO показана на рис. 3-33. Рассматриваемую область частот можно условно разбить на три области. В облас-

В [158] исследовалась электропроводность дефектных слоев GeO на переменном токе в интервале частот

ти НЧ (20 Гц—100 кГц) наблюдается степенной характер изменения проводимости $\sigma \sim \omega^\alpha$, где показатель степени меньше 1 и у большинства образцов при комнатной температуре составляет $\alpha \sim 0,85 \pm 0,02$. Для этой области характерна сильная температурная зависимость частотных характеристик, причем при изменении температуры

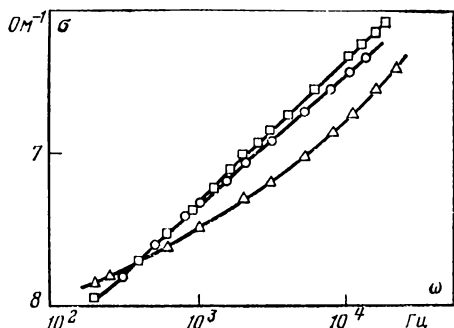


Рис. 3-30. Частотная зависимость проводимости в пленках $\text{SiO} + \text{B}_2\text{O}_3$ различного состава, % SiO_2 .

Δ — 60; $\circ$ — 90; $\square$ — 100.

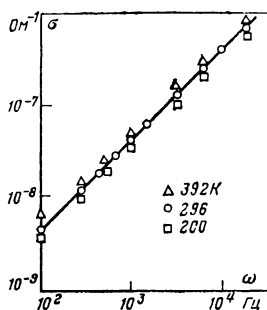


Рис. 3-31. Температурно-частотная зависимость проводимости пленок 60% $\text{SiO}_2 + 40\%$ B_2O_3 .

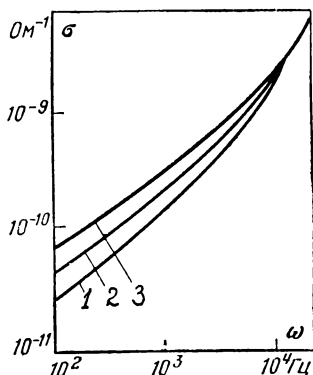


Рис. 3-32. Частотная зависимость проводимости анодированных пленок ZrO_2 при различных дозах нейтронного облучения, нВт.

1 — без облучения; 2 — $1,1 \cdot 10^{20}$; 3 — $2,4 \cdot 10^{20}$. Энергия нейтронов выше 1 МэВ.

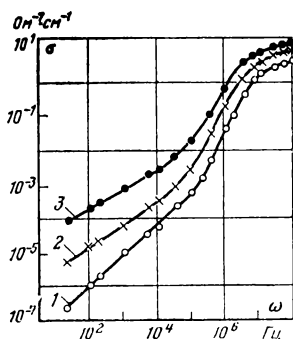


Рис. 3-33. Зависимость проводимости пленок GeO на переменном токе от частоты при температуре, К.

1 — 77; 2 — 293; 3 — 453, Толщина диэлектрика 0,3 мкм.

от 77 до 453 К величина α монотонно уменьшается от 0,9 до 0,7. В области СЧ (10^5 — 10^7 Гц) наблюдается почти квадратичный рост проводимости с частотой, температурная зависимость $\sigma(\omega)$ здесь проявляется гораздо слабее, а величина $\alpha(T)$ уменьшается от 2 до $1,6 \pm \pm 0,02$ при увеличении температуры. Наконец, в ВЧ-области (выше 10 МГц) преобладает тенденция частотных характеристик к насыщению. Здесь проводимость

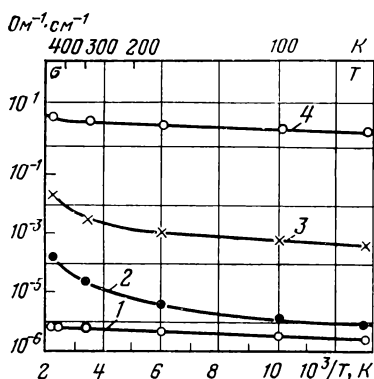


Рис. 3-34. Температурная зависимость проводимости пленок GeO. 1 — на постоянном токе; 2 — на переменном токе с частотой 10^2 Гц; 3 — на частоте 10^5 Гц; 4 — 10^8 Гц.

пленок слабо изменяется как с изменением частоты, так и температуры. Например, при $f \sim 10^8$ Гц величина показателя степени α соответствует $0,2-0,3 \pm 0,005$. Температурная зависимость проводимости пленок GeO на постоянном и переменном токе приведена на рис. 3-34. Видно, что с ростом частоты зависимость $\sigma(T)$ убывает. При НЧ эта зависимость в координатах $\ln \sigma - 10^3/T$ имеет резко нелинейный убывающий характер, тогда как на ВЧ она стремится к прямой с наклоном, соответствующим энергии активации около 0,08 эВ*. Это довольно близко к величине 0,02—0,06 эВ, характерной для энергии активации пленок GeO на постоянном токе, определенной в [181]. Если перестроить графики на рис. 3-20 в координатах $\ln \sigma - T$, то для НЧ-области при температурах выше около 150—180 К зависимость $\sigma(\omega)$ изображается прямой с наклоном $\beta \leq 1$, т. е.

$$\sigma(\omega) = A\sigma_0 \exp(\beta T) \omega^\alpha, \quad (3-85)$$

где A — константа; σ_0 — проводимость на постоянном токе.

* Ошибка при оценках энергии активации во всех случаях не превышала $\pm 5\%$.

В областях СЧ и ВЧ $\sigma(T)$ имеет нелинейный характер, который трудно однозначно интерпретировать определенной аналитической зависимостью, лишь в области ВЧ эта зависимость приобретает вид:

$$\sigma(\omega) = B\sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \omega^\alpha, \quad (3-86)$$

где B — константа; ΔE — энергия активации; k — постоянная Больцмана.

В [147] были высказаны предположения о возможных механизмах проводимости в дефектных слоях GeO. Изложенные выше экспериментальные данные подтверждают существование прыжкового механизма проводимости по локализованным состояниям на переменном токе. На это указывает то обстоятельство, что проводимость на переменном токе выше, чем на постоянном, и возрастает с частотой. Показатель степени α частотной зависимости соответствует двухцентральной модели прыжковой проводимости по локализованным состояниям [138, 139], для которой $\alpha=0,8$. С ростом температуры и частоты вероятность перескоков и их число повышаются, одновременно происходит делокализация носителей в пределах определенных групп состояний, что сопровождается уменьшением величины коэффициента α . Возможно, что в пленках GeO, обладающих сильно разупорядоченной структурой, роль локализованных состояний выполняют в основном флуктуации плотности вещества. Увеличение заполнения таких состояний с ростом температуры приводит не только к делокализации носителей, но и к общему увеличению проводимости.

В области СЧ, где $\alpha=2$, к поляризационному механизму прыжковой проводимости добавляется процесс «блокирования» и накопления носителей у контактов*, что равносильно появлению областей пространственного заряда в диэлектрике. В области ВЧ при достаточно высоких температурах может преобладать омическая проводимость делокализованных носителей по зоне либо примесная проводимость, характерная для сильно легированных полупроводников, что сказывается на насыщении частотных характеристик проводимости в этой области.

* Заметим, что «блокирование» может происходить и на границах зерен в поликристаллических пленках GeO, если высота межкристаллитных барьеров достаточно высока.

Таким образом, преобладающим механизмом проводимости в дефектных пленках [159] при относительно низких температурах является прыжковая проводимость по флуктуационным уровням. С увеличением температуры и частоты определенный вклад в проводимость вносят межкристаллические барьеры и прямая проводимость по зоне, ограниченная пространственным зарядом.

Глава четвертая

ЯВЛЕНИЯ ПРОБОЯ В ТОНКИХ НЕКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

4-1. Основные представления

Явления пробоя в значительной степени определяют предельные рабочие напряжения полевых приборов, качество межслойной изоляции, стабильность приборов под нагрузкой и др.

Проблемы пробоя тонких диэлектрических пленок обсуждались неоднократно, однако до настоящего времени механизм пробоя до конца не выяснен. Изучение пробоя тонких некристаллических диэлектриков лишь начинает выдвигаться в качестве самостоятельной задачи теории.

Согласно современным моделям пробоя развитие лавины в диэлектрике либо обусловлено наличием резких локальных неоднородностей на границе с катодом или в самом диэлектрике, либо связано с одним из следующих процессов: тепловым перегревом диэлектрика, лавинным умножением носителей заряда в тонкой пленке, термополевым стимулированием процессов ударной ионизации.

Следует отметить, что современная технология позволяет получать в основном высококачественные диэлектрические пленки с некристаллической структурой, хорошие результаты достигнуты в настоящее время и на аморфных покрытиях. Однако роль неупорядоченности структуры и рассеяния носителей заряда на дефектах и примесях в процессе пробоя изучена еще очень слабо.

Ниже предполагается, что читатель знаком с основными представлениями как классической, так и квантовой теории пробоя массивных диэлектриков. Мы не будем здесь подробно останавливаться на наиболее общих положениях современной теории пробоя однородных тон-

ких диэлектриков. Укажем лишь, что с многочисленными аспектами этой теории читатель может познакомиться в превосходных на наш взгляд отечественных монографиях Г. А. Сканави [Л. 3], А. А. Воробьева и Г. А. Воробьева [185—187], обзорных работах В. А. Чуенкова [188, 189] и Л. В. Келдыша [164], а также работах ряда зарубежных ученых [165—181]. В данном разделе освещается лишь тот круг вопросов теории пробоя и связанных с ними экспериментальных данных, которые еще не получили широкого освещения в литературе или возникли совсем недавно. Основное внимание уделяется пробое некристаллических диэлектриков, широко используемых в различного рода полевых устройствах.

По сравнению с объемными материалами явления пробоя в тонких некристаллических слоях диэлектриков существенно отличаются по целому ряду причин. В ранних работах [166—171] при анализе характера зависимости электрической прочности от толщины и материала диэлектрика использовался классический подход, основанный на качественных теориях пробоя объемных материалов.

Позднее значительное внимание стало уделяться изучению характера структурных нарушений, существующих в диэлектрике как до пробоя, так и возникающих в нем после развития лавины. Учитывалось разрушающее влияние предпробойного тока, протекающего через тонкий слой диэлектрика, и наличие металлических электродов. Перечисленные обстоятельства значительно усложнили интерпретацию явлений пробоя.

Характерной особенностью для тонких слоев некристаллических диэлектриков является наличие у них так называемого процесса «самовосстановления» при пробое (что связано с выгоранием локальных участков металлических электродов и получило в зарубежной литературе название *self-healing break — down SHB*). Если толщина металлических электродов не превышает 0,1—0,3 мкм, что характерно для большинства полевых приборов, то при таком пробое металл электрода не просто расплавляется, а почти мгновенно испаряется в местах развития лавины. Закорачивания не происходит, а образец выдерживает до 10^3 — 10^7 циклов пробоя прежде чем он полностью выйдет из строя. Впервые такой пробой наблюдался более 60 лет назад [171], а свойства «самовосстановления» при пробое широко использовались

в изготовлении бумажных конденсаторов [170]. Позднее пробой типа SHB наблюдался на тонких пленках майлара [172], окиси кремния [173, 174], алюминия [175] и пятиокси тантала [176].

В серии работ Клейна [177—180], выполненных на пленках SiO_2 , полученных термическим окислением, для режима SHB были установлены следующие закономерности. Существует четкое различие между значениями электрической прочности объемных диэлектриков и тонких пленок, содержащих дефекты. Напряжение теплового пробоя удается регистрировать точно без разрушения диэлектрика. Точное значение пробивного поля при режиме SHB удается фиксировать лишь после целого ряда испытаний дефектных образцов на пробой и статистической обработки полученных результатов. Напряжение электрического пробоя регистрируется лишь на стадии необратимого разрушения некристаллического диэлектрика.

Явления электрического пробоя часто сопровождаются рядом подобных эффектов, которые в подавляющем большинстве случаев снижают значение пробивного поля. К ним можно отнести электрохимические процессы и электродиффузию, ускоряемые внешним полем, образование и последующее прорастание дендритов в диэлектрике, разряды в газовых включениях, полевою миграцию заряженных примесей и др. Обычно перечисленные факторы стремятся устранить, используя более совершенную технологию получения тонких пленок, однако у некристаллических образцов нарушения того или иного рода всегда присутствуют в диэлектрике.

Для некристаллических диэлектриков некоторых типов существенное влияние на электрическую прочность оказывают силы электромеханического напряжения, возникающие со стороны металлических электродов в пробивных полях [180]. Электромеханический пробой преобладает у некоторых типов мягких полимеров, например у полиэтилена.

В последние годы было открыто явление полевого переключения в тонких пленках, когда под действием сильного электрического поля некристаллический диэлектрик скачком переходит из изолирующего в проводящее состояние. В ряде случаев бистабильное переключение носит необратимый характер и заканчивается пробоем образца. Хотя электронные процессы у обоих

явлений имеют одинаковую природу, при полевом переключении в отличие от пробоя никогда не возникает необратимых изменений в структуре диэлектрика [181], 182]. Переключение наблюдается преимущественно у аморфных материалов и происходит при более низких по сравнению с обычным пробоем напряжениях.

Так как оба процесса часто присутствуют в пленках с одинаковой вероятностью, следует подробнее остановиться на отличительных признаках каждого из них.

На рис. 4-1 представлены типичные вольт-амперные характеристики в режиме статического переключения, наблюдаемые как у объемных *p-n*-переходов при обратном смещении, так и у диэлектрических пленок в режиме двойной инжекции. Пробивное напряжение материала $U_{пр}$ несколько превышает U_0 — пороговое напряжение переключения. Переключение осуществляется посредством следующих этапов [182]: предпороговая проводимость (1), переход в проводящее состояние (2), падение напряжения, сопровождающееся разрядом накопленной в образце энергии (3), и переход в новое проводящее состояние с низким рабочим напряжением и нагрузочным сопротивлением (4).

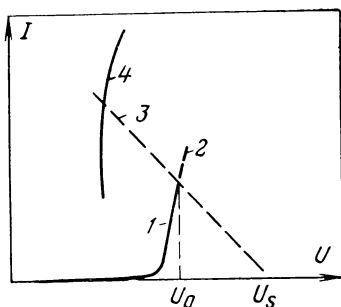


Рис. 4-1. Предпробойные ВАХ диэлектриков в режиме переключения.

Нестабильность напряжения или тока приводит к появлению ОДС (отрицательного дифференциального сопротивления), которое в зависимости от природы материала может иметь тепловую или электрическую форму, обусловленную резким тепловыделением, образованием пространственного заряда, изменением времени жизни носителей или скорости ударной ионизации и т. д. Возможны и другие типы нестабильностей, стимулированные электромеханическими, акустоэлектрическими эффектами, электролизом в твердой фазе, плазменными процессами, фазовыми переходами из аморфного в кристаллическое состояние и др., однако конечная стадия этих процессов всегда имеет тепловую или электрическую форму.

Обычно вольт-амперные характеристики, изображенные на рис. 4-1, являются при переключении обратимыми, однако при пробое происходит необратимый переход от высоковольтной ветви напряжения (1) к низковольтной (2) с потерей веществ изолирующих свойств. Лишь у ограниченного класса веществ удастся осуществить обратный переход в изолирующее состояние, подавая на образец большой импульс обратного тока, выжигающего каналы проводимости в диэлектрике. Ти-

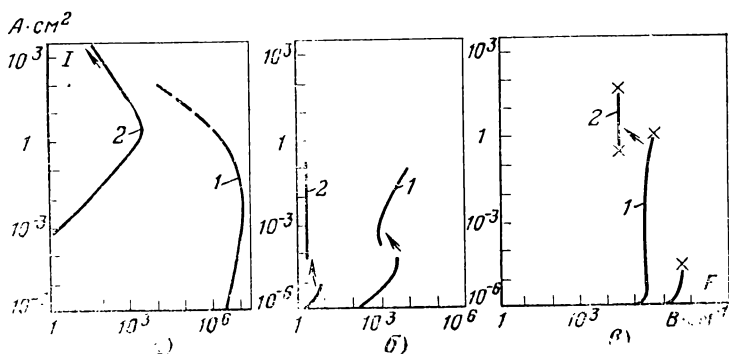


Рис. 4-2. Вид статических ВАХ для различных механизмов пробоя до (1) и после (2) переключения.

пичные вольт-амперные характеристики переключения и пробоя для теплового (рис. 4-2,а), электрического (рис. 4-2,б) и смешанного (рис. 4-2,в) механизмов представлены на рис. 4-2. Необратимый переход 1—2 соответствует пробоему образца.

Во многих случаях провести четкое различие между перечисленными формами пробоя не удастся из-за наложения целого ряда побочных факторов. Например, пробой тонкопленочных конденсаторов $Al-SiO-Al$ в ранних работах [Л. 73—Л.76] рассматривался как тепловой. Позднее было обнаружено, что пробивной ток нарастает во времени относительно медленно, пробивное напряжение слабо зависит от окружающей температуры, спектр излучения видимого света при пробое не является термическим, а имеет резкий максимум на фиксированной длине волны. Эти факторы подтвердили электрическую природу пробоя.

После появления ИС с МОП-транзисторами интерес к изучению явлений пробоя в некристаллических диэлектриках резко возрос. Значительное внимание стало уделяться выяснению характера взаимосвязи между электрической прочностью диэлектрика и стабильностью прибора в целом, с одной стороны, и влиянием технологических режимов нанесения пленки на свойства прибора как элемента схемы, с другой. Было обнаружено, что в полевых структурах с некристаллическим диэлектриком преобладают пробой по дефектам, явления обратимого пробоя и саморазогрева вещества пленки, шнурование тока при пробое и т. д. Для изучения новых форм пробоя в последние годы разрабатывалась новая методика регистрации различных стадий пробоя [183, 184].

Можно выделить несколько методов: измерение собственной емкости и тока утечки тонкопленочного конденсатора в режиме SHB, регистрация (визуальная, по искрению, методом селективного травления) слабых мест в диэлектрике со статистической обработкой результатов, запись ВАХ и пробивного напряжения в функции линейно изменяющегося напряжения при самовосстановлении на одном образце или построение статистических голограмм $F_{пр}$ для большого количества образцов [165, 177]. Анализ полученных этими методами результатов позволяет выяснить характер зависимости пробивного поля от толщины диэлектрика, окружающей температуры, материала электродов, формы и длительности сигнала, полярности приложенного напряжения с учетом влияния технологических факторов и внешних стимуляторов — излучения, проникающей радиации, влаги, конфигурации электродов, способа герметизации или пассивации прибора и т. д.

В зависимости от материала и степени его структурной разупорядоченности выделяют следующие типы пробоя некристаллических диэлектриков. Тип I — собственно электрический пробой, характеризующий максимальную электрическую прочность материала (рис. 4-3). Этот тип пробоя всегда имеет электронный характер, стимулирующий процесс ударной ионизации [243]. Тип II обусловлен развитием серии электронных лавин в малых микрокристаллитных областях диэлектрика. Тип III — пробой в дефектных местах, микропорах, газовых включениях и т. д. Например, по данным [185] значения $F_{пр}$

для соответствующих видов пробоя в пленках SiO_2 составляют 7—9, 1—3 и 0,1—0,6 $\text{МВ} \cdot \text{см}^{-1}$ соответственно.

В отдельных случаях пробивное напряжение в зависимости от его полярности может изменяться во времени. Так, в [186] было обнаружено, что при положительной полярности затвора электрическая прочность термических пленок SiO_2 на вырожденном электронном кремнии пропорциональна $t^{-0,25}$, где t — время наступления пробоя после приложения внешнего поля. Подобного типа зависимость наблюдалась

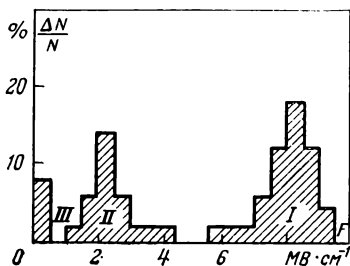


Рис. 4-3. Гистограммы относительного числа пробоев в термически выращенных пленках SiO_2 на Si для различных механизмов пробоя.

и ранее для объемных диэлектриков, где она более известна как закон Пика [155]. Например, для термически окисленного кремния электрическая прочность тонких слоев со временем понижается от 6,7 до 3 $\text{МВ} \cdot \text{см}^{-1}$.

Наконец, существует большой класс так называемых послепробойных эффектов в полевых приборах. Сюда следует отнести обнаруженные недавно явления «дрейфа памяти» в МНОП- и МАОП-транзисторах, обладающих свойством переключения, поляризацию затвора в полевых структурах с аморфным диэлектриком, захват заряда на ловушки, возникающие в обедненном слое полевого электрода при лавинной инжекции и др. [173—185].

Появилась возможность управления свойствами полевых приборов и получения структур с заданным типом легирования области затвора посредством контролируемого лавинного умножения. Уже изготовлены первые образцы полевых транзисторов с плавающим затвором (так называемые FAMOS-транзисторы [187], гибридные полевые переключатели с МНОП-структурой [188] и др.)

Одновременно совершенствуется техника силовой пассивации традиционных p - n -структур и БИС в планарном исполнении. Разрабатываются новые технологические способы изоляции встроенных p - n -переходов в области полевого затвора, автолегирования n^+ - p - n и

p^+ - p - n -структур лавинным умножением составного затвора, получения полифункциональных полевых приборов со сложным затвором для БИС [189, 190].

4-2. Тепловой пробой

При тепловых формах пробоя выделяющееся джоулево тепло обуславливает перегрев образца, в результате чего его сопротивление резко падает. Этот процесс может происходить в диапазоне полей 10^3 — 10^7 В·см $^{-1}$ и сопровождается появлением нестабильностей тока или напряжения.

Наиболее простой и в то же время достаточно наглядной формой изучения теплового пробоя является регистрация статических вольт-амперных характеристик в предпробойном режиме. Испытуемый образец нагружается измерительной схемой, которая в простейшем случае представляет собой активное сопротивление выше 10 кОм. Этого оказывается достаточно для того, чтобы сопротивлением схемы можно было пренебречь в предпробойном состоянии диэлектрика и предотвратить необратимое разрушение образца при пробое. Если такая нагрузка отсутствует, то нарушается тепловой баланс при пробое и происходит расплавление диэлектрика. Наконец, если сопротивление нагрузки соизмеримо с сопротивлением источника, то при пробое может установиться режим отрицательного сопротивления S -типа.

Электропроводность большинства диэлектриков пропорциональна $\exp(-E/kT)$, где E — энергия активации, k — постоянная Больцмана, T — температура. В ранних работах поле теплового пробоя рассчитывалось по более простой температурной зависимости вида $\exp(\alpha T)$, где α — константа материала [166, 167]. Позднее [191] в качестве первого приближения был использован метод расчета электрической прочности тиристоров. В [168, 170] были произведены оценки величины отрицательного сопротивления в режиме теплового пробоя.

Расчет проводился для случаев плоскопараллельной и цилиндрической геометрии образцов при равномерном распределении тепла вдоль образца. В реальных, в том числе и некристаллических диэлектриках, ток при пробое протекает не равномерно, а концентрируется в так называемых «слабых местах», т. е. дефектах, каналах с повышенной проводимостью, микрокристаллитах и

т. д. Расчет в этом случае значительно усложняется, и в настоящее время законченная теория пробоя дефектных пленок отсутствует.

Типичная микрофотография пробоя, снятая в отраженном свете со стороны верхнего выгоревшего электрода, представлена на рис. 4-4. Темные участки соответствуют обнажившемуся в результате пробоя нижнему хромовому электроду, серые — SiO_2 , светлые — частично испарившемуся верхнему золотому электроду. Обычно после 5—30 мин выдержки под напряжением искрение прекращается, что соответствует полному выгоранию слабых мест в диэлектрике. Вольт-амперные характеристики этого процесса показаны на рис. 4-5. При напряжении $U > U_B$ начинается выгорание слабых участков. Гистерезис вольт-амперных характеристик отсутствует вплоть до $U \sim U_B$ при больших напряжениях возникают необратимые изменения в структуре диэлектрика. При $I > I_B$ образец разрушается и выходит из строя. Область токов $I < I_B$ соответствует электронным процессам, при больших токах преобладает тепловой процесс.

Если к образцу приложено импульсное напряжение с амплитудой $U_0 > U_B$, то с увеличением длительности

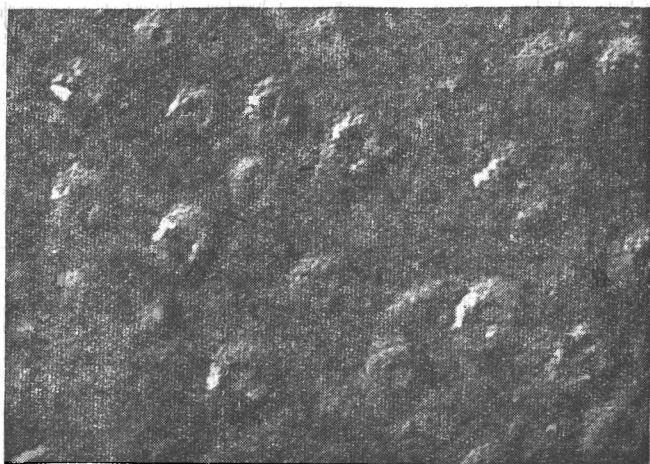


Рис. 4-4. Микрофотография поверхности пленочных структур $\text{Cr-SiO}_2\text{-Au}$ после пробоя. Снято со стороны верхнего (Au) электрода, увеличение $4 \cdot 10^4$, угол отклонения 13° .

импульса пробой начинается при меньших пороговых амплитудах, что указывает на тепловую форму пробоя, так как возникший перегрев приводит к падению электрической прочности диэлектрика. Наоборот, при искусственном охлаждении образца его электрическая прочность возрастает. На тепловую природу пробоя указывает и появление ОДС S-типа. Обычно величина ОДС зависит от количества выделяемого джоулева тепла. В противном случае ОДС может иметь электронный характер, например, за счет двойной инжекции в диэлектрик. Рассмотрим подробнее характер изменения пробивного напряжения при тепловом пробое. Для вычисления $F_{пр}$ необходимо решить систему уравнений теплопроводности и непрерывности при заданных начальных и граничных условиях

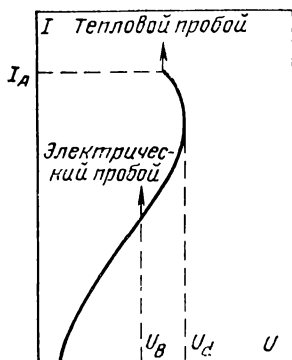


Рис. 4-5. Статическая ВАХ образцов Cr—SiO₂—Au в режиме пробоя.

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div} (K \text{grad} T) + \sigma F^2 \quad (4-1)$$

и

$$\text{div} (\sigma F) = 0, \quad (4-2)$$

где соотношение между K и σ имеет вид:

$$K = K(T); \quad \sigma = \sigma(T, F, t); \quad (4-3)$$

здесь K — теплопроводность; σ — электропроводность образца, которые в общем случае зависят от времени t . При пробое эффективное время t неограниченно возрастает, а $T_c \rightarrow \infty$.

Система уравнений (4-1) — (4-3) может быть решена точно лишь для ограниченного числа простейших моделей. Так, в [191] для пленок Si₃N₄ была принята следующая зависимость электропроводности:

$$\sigma = \sigma_0 \exp [-q'(\Phi - \beta F^{1/2})/kT], \quad (4-4)$$

где Φ — потенциальный барьер у катода; β — толщина диэлектрика; q — заряд электрона, а в [192] — зависимость вида

$$\sigma = \frac{C\beta}{F} \exp [-(E - \beta_1 F^{1/2})/kT + \beta_2 F^{1/2}], \quad (4-5)$$

где E — энергия активации диэлектрика; C , β_1 и β_2 — константы вещества. В уравнениях (4-4) и (4-5) доминирующим предполагается электронный механизм переноса.

Для эмпирически полученных закономерностей характер изменения проводимости в функции температуры часто выражают в более компактном виде

$$\sigma = \sigma_0 \exp [bF + a(T - T_0)], \quad (4-6)$$

где параметры σ_0 , a и b определяются из соответствующих ВАХ образца; T_0 — температура окружающей среды; T — температура образца. Решение исходной системы уравнений с учетом (3-6) позволяет определить тепловое напряжение пробоя F_m тонкого диэлектрика как на постоянном токе F_d , переменном F_a , так и на импульсах F_p .

В [193] описанный выше метод был использован для расчета электрической прочности тонких пленок. Было показано, что метод можно использовать и для толстых образцов, при этом погрешность при расчетах не превышает 1,5%. Окончательное решение для пробивного поля теплового пробоя имеет вид:

а) для постоянного тока

$$F_d = \frac{1}{b} \log \frac{F}{eaA\beta\sigma_0 F_d^2}, \quad (4-7)$$

где A — площадь образца; F — коэффициент теплопроводности системы; e — основание натуральных логарифмов;

б) для переменного тока

$$B(bF_a) = \frac{F}{ea\beta A\sigma_0 F_a^2}, \quad (4-8)$$

где

$$B(bF_a) = I_0(bF_a) + I_2(bF_a); \quad (4-9)$$

I — модифицированные функции Бесселя соответствующего порядка;

в) на импульсах

$$F_p = \frac{1}{b} \log \frac{K}{ea\beta\sigma_0 H F^2_p \psi(\bar{\tau})}, \quad (4-10)$$

где

$$\bar{\tau} = K\tau / cH^2 \quad (4-11)$$

и

$$\psi(\bar{\tau}) = 1 - \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\exp[-K(2n+1)^2 \pi^2 \tau / 4ecH^2]}{(2n+1)^2}, \quad (4-12)$$

здесь c — теплоемкость объема диэлектрика; H — толщина подложки; τ — длительность импульса; K — коэффициент теплопроводности.

Для $3,5\beta^2/k < \tau < 0,5H^2/k$ уравнение (4-10) упрощается

$$F_p = \frac{1}{b} \log \frac{(\pi Kc/4e\tau)^{1/2}}{a\beta\sigma_0 F^2_p}. \quad (4-13)$$

Для $r < 3,5\beta^2/k$ теплопроводностью можно пренебречь, после преобразования находим:

$$F_p = \frac{1}{b} \log \frac{c_0}{a\tau\sigma_0 F^2_p}, \quad (4-14)$$

где $c_0 = (c_1 d_1 + c_m d_m) / d_1$, c_1 — теплопроводность диэлектрика и c_m — металла; d_1 — толщина диэлектрика и d_m — металлических электродов соответственно.

Решения (4-10) — (4-14) основаны на допущении, что теплоотвод при пробое осуществляется только через подложку. В реальных условиях часть тепла отводится как через электроды, так и путем конвекции, что приво-

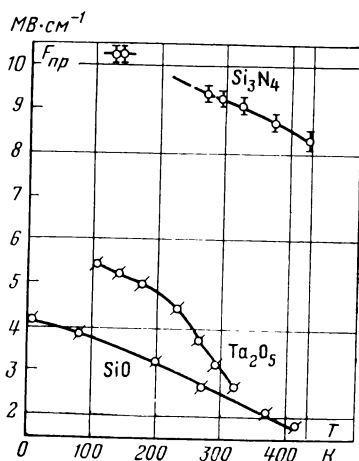


Рис. 4-6. Температурная зависимость пробивного поля у аморфных пленок различных диэлектриков.

дит к увеличению значения константы K и более резкой зависимости F_p от длительности импульса.

На рис. 4-6 показана температурная зависимость F_d для ряда некристаллических диэлектриков. Здесь крестиками отмечены расчетные значения, кружочками — экспериментально измеренные. Видно, что для пленок SiO_2 , Si_3N_4 и Ta_2O_5 имеется хорошее совпадение теории с экспериментом, что указывает на преобладающую тепловую природу пробоя в этих пленках.

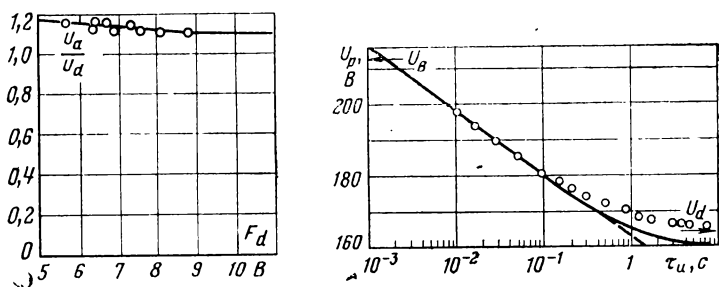


Рис. 4-7. Полевая зависимость отношения пиковых значений пробивного напряжения на переменном (U_{am}) и постоянном (U_{dm}) токе для термически выращенных пленок SiO_2 .

Рис. 4-8. Зависимость пробивного напряжения пленки SiO_2 от длительности импульса тестового напряжения. Стрелкой указано пробивное напряжение на постоянном токе.

U_B — собственное напряжение пробоя диэлектрика.

Зависимость отношения амплитудных значений пробивного поля на переменном и постоянном токе от параметра βF_d показана на рис. 4-7 для термически выращенных пленок SiO_2 в диапазоне толщин окисла 310—520 нм. Измерения, отмеченные точками на расчетной кривой, проводились при комнатной температуре. В области при более высоких частотах эта зависимость медленно падает по мере увеличения частоты из-за увеличения тепловых потерь в высокочастотной области.

Результаты импульсных испытаний на пробой представлены на рис. 4-8, где изображена зависимость U_p от длительности импульса напряжения на образце. Пунктиром показано соответствующее значение пробивного напряжения на постоянном токе. В качестве испытуемых образцов использовались пленки термически окисленного кремния толщиной 0,5 мкм. Сплошная кри-

вая соответствует рассчитанной по формулам (4-10) — (4-14).

Таким образом, экспериментальные зависимости типа изображенных на рис. 4-5—4-8 характеризуют тепловую природу пробоя некристаллических пленок. Заметим, также, что модель теплового пробоя предсказывает обратную логарифмическую зависимость $F_{пр}$ от толщины диэлектрика вида $F_{пр} \sim \ln(d^{-1})$.

4-3. Электрический пробой несовершенных кристаллических диэлектриков

Ниже излагается феноменологическая модель локализованного электронного пробоя дефектных диэлектриков, основанная на статическом анализе явлений электрического пробоя в дефектных местах некристаллических диэлектриков. В наиболее полном виде эта модель исследована Клейном [177]. Модель локального электрического пробоя дефектных диэлектриков является в настоящее время наиболее законченной и может быть использована для расчета электрической прочности тонких слоев некристаллических диэлектриков, содержащих макродефекты, внутренние полости, сквозные и несквозные поры и т. д. В этом смысле она применима для широкого класса промышленных диэлектриков, получаемых термическим испарением, анодированием, катодным распылением и др., т. е. методами, обеспечивающими получение нестехиометрических материалов, содержащих большое количество загрязнений или примесей.

Перечислим основные черты модели локализованного электронного пробоя (*LEB*). Предпробойный ток не вызывает резкого разогрева образца в отличие от теплового пробоя. Время пробоя τ , т. е. интервал времени, начиная с момента приложения напряжения и кончая полным развитием лавины, убывает с ростом величины пробивного поля (рис. 4-9), характер изменения преимущественно экспоненциальный. Электрическая прочность зависит от полярности внешнего напряжения и толщины диэлектрика (рис. 4-9). С ростом температуры пробивная напряженность электрического поля убывает (рис. 4-10). Однако при низких температурах преобладает электрический характер пробоя, а при высоких (обычно выше 200 К) — тепловой, стимулирующий электронные лавины в диэлектрике. Пробивное поле

уменьшается с ростом толщины диэлектрика. Пробой осуществляется лишь в чрезвычайно малой области диэлектрика от 10^{-8} до $0,2 \text{ см}^2$ для SiO или еще меньше $10^{-4}—10^{-10} \text{ см}^2$ для слюды.

Если к дефектному образцу приложено постоянное напряжение, то пробой повторяется со средней скоростью $R \cong \tau^{-1}$. Это обстоятельство удается наблюдать для пле-

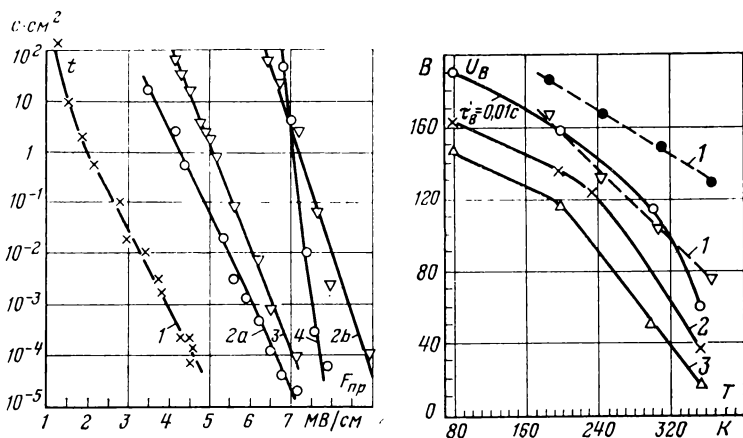


Рис. 4-9. Зависимость длительности развития электронной лавины в аморфном диэлектрике от величины пробивного поля. Структура образцов: $\text{Hf—HfO}_2\text{—Au}$ (1); $\text{Al—Al}_2\text{O}_3\text{—Au}$: положительная полярность Au (2a) и Al (2b) электрода; $\text{Ta—Ta}_2\text{O}_5\text{—Au}$ (3); $\text{Si—SiO}_2\text{—Al}$ (4) при комнатной температуре.

Рис. 4-10. Температурная зависимость импульсного пробивного напряжения при различной длительности тестовых импульсов τ_b , с.

1 — 10^{-2} ; 2 — 10^{-3} ; 3 — 10^{-2} . Пунктиром показана расчетная зависимость.

нок HfO_2 [91] (рис. 4-11), а также ряда других материалов [172]. Вероятность рождения следующей лавины описывается экспоненциально спадающей функцией длительности воздействия внешним полем F (рис. 4-12) [188]. При развитии лавины генерируется световое излучение в дефектных местах. Последнее указывает на рекомбинационный характер излучения, стимулированного ударной ионизацией, характерной для электрической формы пробоя [190]. Например, интенсивность излучения при электролюминисценции экспоненциально падает с ростом толщины диэлектрика [191]. Фотоинжекция при пробивных полях в полевых структурах на

основе кремния также сопровождается внешней фотоэмиссией [194]. В зависимости от ширины запрещенной зоны материала длина волны излучаемого света изменяется. Однако в кристаллах типа CdS излучения не наблюдалось, что указывает на отсутствие процессов лавинного умножения [195].

Наряду с рассмотренной выше тепловой формой пробоя возможны случаи, когда пробой осуществляется посредством миграции ионов или заряженных комплексов в сильном поле, возникших в результате механического разрушения вещества диэлектрика или его разложения при пробое. Однако электронная форма пробоя является наиболее распространенной для большинства используемых в современной электронике материалов. Обычно при полях ниже $5 \cdot 10^5$ В·см⁻¹ преобладает эффект полевого переключения или фазовый переход. При полях 10^6 и выше пробой реализуется посредством процессов ударной ионизации или термополевой эмиссии и сопровождается образованием объемного заряда и искажением поля у электродов.

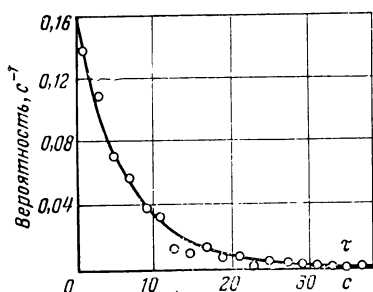


Рис. 4-12. Зависимость вероятности рождения лавины в пленке SiO₂ от длительности импульсного напряжения пробоя.

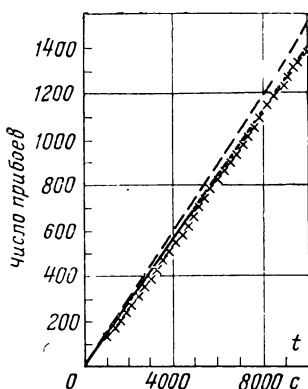


Рис. 4-11. Зависимость числа микропробоев в дефектной пленке HfO₂ от длительности импульсного напряжения. Толщина диэлектрика 325 нм, напряжение на образце 62 В, пунктир — теория, сплошная — эксперимент.

Первоначальные обзоры электронных теорий пробоя были даны Хиппелем, Фрелихом [169], Францем [167], Стрэттоном [196] и О'Двайером [168] и основывались на размножении электронов в результате ударной ионизации. Основной принцип расчета заключался в изучении условий нарушения баланса энергии со стороны внешнего поля и потерь на тепло-

вых колебаниях решетки. Никакой зависимости пробивного поля от параметров диэлектрика или электродов эта теория не давала.

Форлани и Минная [197] предложили оригинальную модель пробоя, основанную на полевой эмиссии из электродов с последующей ударной ионизацией носителями вещества диэлектрика. Пороговое поле определено ими как начало возникновения полевой неустойчивости энергетического баланса. Эта теория предсказывала зависимость $F_{пр}$ от толщины и материала диэлектрика и электродов, но ограничивалась ионным диэлектриком и рядом упрощений. Например, не учитывались роль объемного заряда в диэлектрике, полевая зависимость подвижности носителей заряда, ударная ионизация у анода и др.

Для учета перечисленных выше факторов следует решать совместно уравнения Пуассона и непрерывности в режиме пробоя. Решение этих уравнений представляет весьма сложную задачу даже на постоянном токе, так как процесс развития лавины сопровождается тепловыми эффектами. Еще раньше Келдышем было получено корректное решение задачи подобного типа в замкнутом виде для однородного полупроводника [164].

В модели О'Двайера подвижные электроны инжектируются из катода в диэлектрик за счет термоионной или полевой эмиссии и, разгоняясь в диэлектрике, создают условия, благоприятные для развития ударной ионизации. У катода формируется пространственный заряд, искажающий поле в пленке, в результате чего возникает неустойчивость и наступает пробой. На рис. 4-13 приводится семейство решений для этой модели в виде статических ВАХ. Максимальное поле, выше которого начинается срыв тока, сопоставляется с полем пробоя $F_{пр}$.

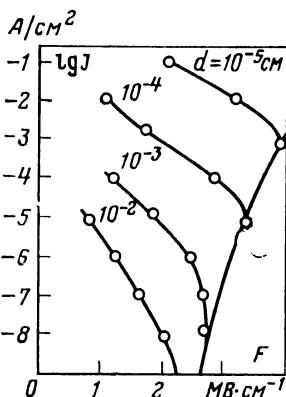


Рис. 4-13. Графическое семейство решений функции $F(J)$ для модели пробоя Клейна — О'Двайера при различных толщинах диэлектрика.

Еще раньше Келдышем было получено корректное решение задачи подобного типа в замкнутом виде для однородного полупроводника [164].

В модели О'Двайера подвижные электроны инжектируются из катода в диэлектрик за счет термоионной или полевой эмиссии и, разгоняясь в диэлектрике, создают условия, благоприятные для развития ударной ионизации. У катода формируется пространственный заряд, искажающий поле в пленке, в результате чего возникает неустойчивость и наступает пробой. На рис. 4-13 приводится семейство решений для этой модели в виде статических ВАХ. Максимальное поле, выше которого начинается срыв тока, сопоставляется с полем пробоя $F_{пр}$.

Следует учитывать неоднородность распределения тока эмиссии по образцу, для чего вводится обычно коэффициент заполнения f , равный $J_c A_v t_v / e$, где J_c — плотность тока инжекции, A_v — сечение лавинной ионизации, t_v — время пролета, e — заряд электрона. Исследования на пленочных образцах показывают, что коэффициент заполнения обычно весьма мал и не превышает 10^{-3} — 10^{-5} , а лавины локализованы в узкой области диэлектрика. Для такого пробоя классическая модель перестает быть справедливой.

Ниже излагаются основные положения электронной теории локализованного пробоя, согласно которой отдельная лавина способна вызвать пробой образца лишь на стадии локального расплавления микрообъема диэлектрика. При определенных условиях электронная лавина захватывается полем положительного объемного заряда, образующегося в результате ударной ионизации, и перестает развиваться. В этом случае расплавления в локальной области не происходит, а пробой существенно отличается от обычной модели. Следует рассматривать баланс энергии между вкладом одиночных лавин в общий пробой образца [163]. Как будет показано ниже, расчет $F_{пр}$ в этом случае аналогичен картине пробоя в газах. Характерно, что поле пробоя одиночной лавины может оказаться значительно ниже поля собственно электрической прочности диэлектрика. По величине этого несоответствия можно качественно судить о степени дефектности образца.

Развитие лавины происходит обычно в виде следующих стадий: начальной стадии увеличения электропроводности, возникновения токовой неустойчивости и конечной стадии падения напряжения на образце, развития лавины и расплавления диэлектрика. В зависимости от толщины металлического электрода и величины накопленной при пробое энергии пробой может оказаться закорачивающим или восстанавливающимся.

Будем исходить из следующих условий. Электроны инжектируются полем в зону проводимости диэлектрика, а затем, ускоряясь, стимулируют процесс ударной ионизации и рождение области положительного пространственного заряда. Время пролета электронов не превышает нескольких пикосекунд, тогда как время формирования положительного заряда, дрейфующего к катоду, достигает нескольких микросекунд или миллисекунд. Положительный заряд предотвращает дальнейшее развитие электронной лавины и ослабляет поле у катода. Наиболее часто процесс заканчивается формированием в диэлектрике локализованных кластеров пространственного заряда, которые после снятия внешнего поля постепенно рассасываются за счет тепловых процессов, всегда присутствующих в диэлектрике.

Однако в ряде случаев наведенное у катода поле пространственного заряда может резко усиливать инжекцию электронов в диэлектрик так, что процесс ударной ионизации может развиваться в пределах лишь одного кластера, а затем переходить в соседнюю область диэлектрика, где все может повториться сначала. Таким путем реализуется прорастание лавины в некристаллическом диэлектрике. Такой процесс сопровождается падением напряжения на образце и образованием каналов микроплазмы.

Инжекция носителей заряда. Процесс инжекции в диэлектрик может осуществляться путем полевой эмиссии Шоттки через барьер, термоионной эмиссией, полевой эмиссии сквозь барьер у катода, посредством прыжковой проводимости в зоне высоких подвижностей диэлектрика, при наличии процессов фотоионизации и рекомбинации в объеме.

Рассмотрим простейший случай эмиссии над барьером

$$j_{ct} = AT^2 \exp \left(-\frac{E - bF^{1/2}}{kT} \right) \quad (4-15)$$

и эмиссии сквозь барьер (туннелирование)

$$j_{ct} = CF^2 \exp (-D/F), \quad (4-16)$$

где

$$A = 4\pi m^* e k^2 / \hbar^3, \quad b = (e^3 / 4\pi \epsilon_0 \epsilon)^{1/2}; \\ C = e^3 / 8\pi \hbar E, \quad D = 4(2m^*)^{1/2} E^{3/2} / 3e\hbar. \quad (4-17)$$

Здесь E — энергия катода, отсчитанная от уровня Ферми диэлектрика; m^* — эффективная масса электрона; $\hbar$ — постоянная Планка; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; ϵ — проницаемость диэлектрика.

Лавинное умножение. При достаточно высоких полях начинает происходить ударная ионизация собственно диэлектрика (межзонные переходы) или его примесных центров. Пока еще мало известно и о природе ионизации вакансий, примесных центров, мостиковых и немостиковых атомов в некристаллических диэлектриках. В большинстве случаев полагают эмпирически, что скорость или коэффициент ударной ионизации определяется соотношением

$$\alpha = (B/F) \exp (-H/F), \quad (4-18)$$

где B и H — константы диэлектрика. Для пробоя по дефектам, который обычно реализуется при сравнительно низких напряженностях поля, согласно [196] полагают просто, что

$$\alpha = F/U_i, \quad (4-19)$$

где U_i — напряжение пороговой ионизации.

В местах развития локальных лавин, как отмечалось выше, формируется положительный объемный заряд (считается, что электроны практически мгновенно уносятся полем к аноду). В результате образуется встречное поле так, что скорость лавинной ионизации нелинейно возрастает по направлению к аноду, так как у катода ускоряющее электроны внешнее поле нейтрализуется внутренним полем объемного заряда. Если толщина объемного заряда (расстояние от катода a_0) соизмерима с толщиной диэлектрика, то условия рождения лавины сильно затруднены и развитие лавин прекращается

$$a_0 = k_i U_i / F, \quad (4-20)$$

где $k > 1$ — фактор, учитывающий эффективное увеличение длины свободного пробега в направлении к аноду; i — коэффициент столкновений на единицу длины. В аморфном диэлектрике движение электрона может иметь характер полевой диффузии. Для учета этого обстоятельства вводится поперечное сечение ионизации A_0 , равное

$$A_0 = 4\pi k i l_p U_i / 3F, \quad (4-21)$$

где l_p — длина свободного пробега при рассеянии на фононах.

Количество зарядов, генерируемых при ударной ионизации в единице объема, равно 2^i , а поле такого заряда в слое a_0 равно $2^i e / \epsilon_0 \epsilon A_0$. Ионизация прекращается после i -го столкновения, когда поле объемного заряда нейтрализует внешнее ускоряющее свободный электрон поле, т. е.

$$\sigma F = e 2^i / \epsilon_0 \epsilon A_0, \quad (4-22)$$

где коэффициент $0 < \sigma < 1$. Используя выражения (4-21) и (4-22), получим число зарядов одного знака

$$N = 2^i = \frac{4\pi\epsilon_0}{3e} \sigma k i \epsilon l_p U_i. \quad (4-23)$$

Видно, что N не зависит от поля. Когда $a_0 > d$, наступает стадия подавления лавины. Предполагая, что в реальных диэлектриках σ заключено между 0,7 и 0,9, находим, что фактор лавинного умножения k изменяется в пределах 1,4—2. В табл. 4-1 перечислены основные физические константы диэлектриков с большим и малым

Т а б л и ц а 4-1

П а р а м е т р ы о д н о э л е к т р о н н о й л а в и н ы

Поле в пленке, В·см ⁻¹	N	i	a , см	A , см	θ , °С	τ_t , с
Ниже 10^5	16	4	$3,6 \cdot 10^{-6}$	$7,5 \cdot 10^{-13}$	0,17	$5 \cdot 10^{-11}$
Выше 10^6	4096	12	$6,6 \cdot 10^{-5}$	$5,6 \cdot 10^{-11}$	54	$4 \cdot 10^{-9}$

значением диэлектрической проницаемости, т. е. $\epsilon = 4,5$ и 4,0, рассчитанные при $U_i = 5$ В, $l_p = 5 \cdot 10^{-10}$ и $2 \cdot 10^{-9}$ м соответственно, $V_i = 12,2$ В, $F_{пр} = 10^7$ и $4 \cdot 10^6$ В·см⁻¹ соответственно. Эти данные заимствованы из эксперимента для пленок типа SiO или Ta₂O₅.

Избыточная температура θ , выделяющаяся в лавине, определяется условием

$$\theta = \frac{\sigma \epsilon_0 \epsilon F^2}{c} \quad (4-24)$$

и достигает заметной величины у низковольтных диэлектриков. Время рассеяния теплового импульса τ_t в режиме умножения определяется как $\tau_t \sim r_v^2 / k_t$, где $r_v = (A_0 / \pi)$, а k_t — коэффициент термической диффузии в диэлектрике. При расчете выбиралось, что $k_t = 5 \cdot 10^{-3}$ см²·с⁻¹. Видно, что у высоковольтных диэлектриков время теплового рассасывания зарядов почти на два порядка выше. Большие значения τ_t указывают на то, что далеко не все инжектируемые

Электроны достигают анода, а теплоотвод осуществляется не только в радиальном направлении, но и по направлению к электродам. Видно также, что коротких лавин очень мало в дефектном диэлектрике, большинство лавин имеют одинаковую длину, намного превышающую длину свободного пробега электрона в аморфном диэлектрике, не являются разрушающими и вызывают лишь локальный перегрев образца.

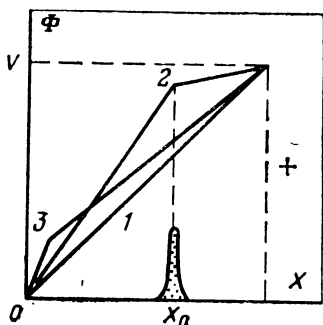


Рис. 4-14. Координатное распределение потенциала в некристаллическом диэлектрике вблизи инжектирующего катода.

$x_0 = a_0$, для серии лавин картина статистически усложняется. Распределение поля в диэлектрике считается однородным, т. е. $F = U/d$.

При неравномерном распределении заряда в виде δ -функции с максимумом в окрестности a_0 плотность заряда равна $\sigma_0 e F$, а поле у катода $F[1 + \sigma(d - a_0)/d]$. Суммарное поле у катода

$$F_c = F \left(1 + \gamma_0 \frac{d - x}{d} \right),$$

где F_c заменяет среднее значение F . Параметр γ_0 возрастает со временем и стремится к 1 в предельном случае. Со временем поле у катода возрастает и достигает обычно удвоенного среднего поля в диэлектрике.

Нестабильность, обусловленная серией лавин. Величина перенапряжения у катода F_c/F является важной характеристикой электрической стабильности диэлектриков, используемых в полевых приборах. В случае развития серии последовательных лавин нетрудно показать, что у катода создаются условия, когда одна лавина порождает другую. Действительно, время рождения последующей лавины меньше, чем предыдущей. Остающееся у катода поле объемного заряда от предыдущей лавины будет способствовать увеличению тока инжекции последующей лавины и т. д., пока серия лавин не разрастется до пробоя. Увеличение поля у катода за счет подавления лавин может приводить к появлению неустойчивости, которая возникает в случае, если инжектируемый электрон на длине лавинного пробега попадает в локализованную область положительного пространственного заряда. Появившаяся неустойчивость разрастается, захватывая соседние участки диэлектрика до тех пор, пока не

возникнет сквозной канал проводимости и не наступит стадия пробоя.

Время развития неустойчивости. Локальное развитие лавины происходит в некристаллическом диэлектрике со средней скоростью P , величина которой пропорциональна скорости инжекции заряда, стимулирующего рождение первичной лавины, вероятности ударной ионизации P и обратно пропорциональна коэффициенту подавления лавины, выражаемому через среднее время развития неустойчивости:

$$\tau_s = e / j_c(F) A_s P. \quad (4-25)$$

При не очень высоких полях неустойчивость может наступить лишь после n -й лавины, в предельном случае аномально высоких полей лавина рождается каждым инжектированным электроном, а $P=1$. Обозначая минимальное поле у катода, при котором может возникнуть неустойчивость, через F , можно предположить, что среднее поле у катода равно $F_1/F\beta_1$, где $\beta_1 = F_c/F$ — эффективное снижение поля за счет подавления лавины.

В общем случае таких лавин у катода рождается n , поэтому соответствующий расчет следует делать для статистически усредненных величин. Например, вероятность разрушения диэлектрика предыдущей лавиной имеет вид:

$$P_2 = j_c(\beta_1 F) A_{v1} t_{i1} / e, \quad (4-26)$$

а время развития неустойчивости

$$\tau_s = e^2 / j_c(F) A_s j_e(\beta_1 F) A_{v1} t_{i1}. \quad (4-27)$$

Подавление n -й лавины осуществится при условии

$$F_1/\beta_n \leq F \leq F_1/\beta_{n-1} \text{ при } \beta_n > \beta_{n-1}, \quad (4-28)$$

а минимальное поле у катода в режиме неустойчивости $F_n = F_1/\beta_n$ определяется из соотношения

$$j_c(\beta_n F) A_{vnt} t_n / e = 1. \quad (4-29)$$

Вероятность того, что $(p+1)$ -й электрон поразит кластер до образования лавины в диэлектрике $j_c(\beta_p F) A_{vp} t_{ip} / e$, определяется вкладом аддитивных процессов p -вероятностей

$$P = \prod_{p=1}^{p=n-1} j_c(\beta_p F) A_{vp} t_{ip} / e \text{ при } P_n < P_{n-1}, \quad (4-30)$$

где знак $\prod$ означает произведение i -сомножителей, а полное время процесса неустойчивости равно:

$$\tau_s = e^n / j_c(F) A_s \prod_{p=1}^{p=n-1} j_c(\beta_p F) A_{vp} t_{ip}, \quad (4-31)$$

так как полная вероятность при аддитивном вкладе n независимых процессов определяется произведением вероятностей каждого процесса в отдельности. Таким путем удастся исследовать характер лавинного умножения многолавиного процесса, сопровождающийся появлением неустойчивости тока или напряжения.

Для многолавиного процесса можно ввести понятие длины лавины a_0 , тогда с увеличением толщины диэлектрика условия рождения лавины должны улучшаться. Наоборот, при малых d лавина не

успевает развиваться в диэлектрике, а электроны мигрируют в сильном поле к аноду. Образование лавины прекращается, если $a_0 > d$, а также при полях $F < F_a$, где

$$F_a = kiU_i/d. \quad (4-32)$$

Для определения вида полевой зависимости времени развития неустойчивости $\tau_s(F)$ следует вначале выяснить вид функциональной зависимости от поля таких параметров, как β_p , A_{vp} и t_{tp} .

Поперечное сечение первой лавины определяется из выражения

$$A_{v1} = 4\pi k i l_p U_i / 3F, \quad (4-33)$$

а время пролета находится из следующего равенства:

$$a_{v1}/\mu_p \beta_p F = kiU_i/\mu_p \beta_p F^2, \quad (4-34)$$

где μ_p — подвижность положительных зарядов. При повторяющемся процессе лавинного умножения A_{vp} и t_{tp} уменьшаются за счет увеличения коэффициента β_p , однако A_{vp} частично увеличивается за счет диффузии положительных зарядов в кластере и рассеяния инжектируемых электронов. В итоге произведение $A_{vp} t_{tp}$ почти не зависит от поля и им можно пренебречь. Это условие тем более выполняется, если учесть сильную зависимость $\mu_p(F)$ и температуры. Окончательно получаем:

$$A_{vptp} = \frac{4\pi l_p (kiV_i)^2}{3\beta_p \mu_p F^3} = \frac{K}{\beta_p \mu_p F^3}. \quad (4-35)$$

Возможные выражения для определяемых параметров в зависимости от механизма инжекции заряда перечислены в табл. 4-2.

Выше предполагалось, что в относительных переменных подвижность является постоянной величиной. Однако недавно Хиллом [130] и Джоншером [141] было показано, что в результате прыжковой проводимости положительный объемный заряд может мигрировать по полю за счет локального перескока электронов по близлежащим состояниям. В этом случае подвижность оказывается экспоненциально зависящей от поля и температуры. Например, для преобладающего механизма термоионной инжекции из катода

$$\mu_p = \mu_{0p} \exp [-(E_\mu - bSF^{1/2})/kT], \quad (4-36)$$

где E_μ — энергия активации; а b и S — постоянные.

Для преобладающего механизма полевой эмиссии из катода

$$\mu_p = \mu_{0p} \exp \left(-\frac{E_\mu}{kT} - \frac{DR}{F} \right), \quad (4-37)$$

где R — постоянная.

Таким образом, наклон прямой в координатах $\lg \tau_s - F^{1/2}$ или $\lg \tau_s - F^{-1}$ позволяет определить значения коэффициентов $(1-S)$ или $(1-R)$ соответственно. Так как высота энергетических барьеров при перескоке по локализованным состояниям для электрона значительно меньше высоты барьера у катода, то эти величины практически не отличаются от 1; лишь для глубоких ловушек в диэлектрике величины S и R необходимо рассчитывать. Последние влияют на полевую стабильность МОП-транзисторов под нагрузкой.

Зависимость электрической прочности от параметров диэлектрика и температуры

Параметры пробоя	Термоионная эмиссия	Полевая эмиссия
Минимальное поле n -лавинного умножения	$F_{\text{пр}} = \left[\frac{kT}{b\beta_n^{1/2}} \ln \frac{\beta_n e \mu_p F_n^2}{AKT^2} \exp \left(\frac{E}{kT} \right) \right]^2$	$F_{\text{пр}} = \frac{D}{\beta_n \ln (CK\beta_n^2 / e \mu_p \beta_1 F_n)}$
Время развития нестабильности: однолавиный процесс	$\tau_s = \frac{\exp(E/kT)}{A_s AT^2 / e} \exp(-F^{1/2}/kT)$	$\tau_s = \frac{e}{A_s CF^2} \exp(D/F)$
двухлавиный процесс	$F_{\text{пр}} = \frac{\mu_p \beta_1 F^2}{A_s K} \left[\frac{\exp(E/kT)}{AT^2/e} \right]^2 \exp \left[-\frac{bF^{1/2}}{kT} (1 + \beta_1^{1/2}) \right]$	$F_{\text{пр}} = \frac{e^2 \mu_p}{A_s k C \beta_1 F} \exp \left[\frac{D}{F} \left(1 + \frac{1}{\beta_1} \right) \right]$
n -лавиный процесс	$F_{\text{пр}} = A_s^{-1} (\mu_p \beta_1 F^3 / K)^{n-1} \left[\exp(E/kT) / AT^2 e^{-1} \right]^n \times \times \exp \left[-\frac{F^{1/2}}{kT} (1 + \beta_1^{-1/2} + \beta_2^{1/2} + \dots + \beta_{n-1}^{1/2}) \right]$	$F_{\text{пр}} = A_s^{-1} (e \mu_p \beta_1 F / KC)^{n-1} \exp \left[\frac{D}{F} (1 + \beta_1^{-1} + \beta_2^{-1} + \dots + \beta_{n-1}^{-1}) \right] / CF^2 \prod_{i=1}^n \beta_i^{2/e}$
n -лавиный процесс при $\mu_p = \mu_p(F, T)$	$F_{\text{пр}} = A_s^{-1} (\mu_p \beta_1 F^3 / K)^{n-1} \exp[(E - E_n)/kT] \times \times \exp(E/kT) (AT^2/e)^n \exp \left\{ -\frac{bF^{1/2}}{kT} [1 + (\beta^{1/2} + \beta^{1/2} + \dots + \beta^{1/2})(1-s)] \right\}$	$F_{\text{пр}} = A_s^{-1} \left(e \mu_p \beta_1 F / KC \right)^{n-1} \exp \left\{ \frac{D}{F} [1 + (1-R)(\beta_1^{-1} + \beta_2^{-1} + \dots + \beta_{n-1}^{-1})^{-1}] \right\} \times \times \left[CF^2 \prod_{i=1}^n \beta_i^{2/e} \right]^{-1}$

Конечная стадия развития лавины и пробой. До сих пор влиянием возрастающей температуры при протекании тока через образец пренебрегалось. При разогреве происходит падение напряжения в диэлектрике, в отдельных случаях это может привести даже к прекращению ударной ионизации. Однако разрушение диэлектрика происходит непрерывно из-за его тепловой неустойчивости. Максимальное снижение напряжения происходит в режиме SHB, когда прорастание плазменного шнура перекрывает весь межэлектродный объем.

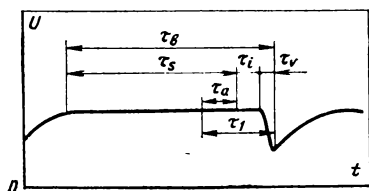


Рис. 4-15. Диаграмма развития лавины во времени в некристаллическом диэлектрике (пояснения в тексте).

Следующая стадия пробоя складывается из двух моментов: ударной ионизации τ_i и закорачивания образца τ_v возникшей плазмой.

Для многолавинового пробоя время ударной ионизации складывается из отдельных независимых процессов лавинного умножения

$$\tau_i = \sum_{q=n}^{q=n+n-1} \frac{e}{J_c(\beta q F) A_{0n}} \quad (4-39)$$

при условии

$$J_c(\beta_n F) \ll J_c(\beta_{n+1} F) \ll J_c(\beta_{n+2} F) \ll \dots \quad (4-40)$$

и в пределе имеет вид:

$$\tau_i \approx e / J_c(\beta_n F) A_{0n}. \quad (4-41)$$

Таким образом, приближенно время ударной ионизации отсчитывается от момента падения поля у катода до F_i и заканчивается, когда следующий электрон начинает взаимодействовать с кластером объемного заряда.

Период τ_v определяется длительностью разряда электростатической энергии, накопленной в объеме диэлектрика:

$$\tau_v = C_s R_d, \quad (4-42)$$

где C_s — емкость; R_d — сопротивление образца в разрядной области. Обычно τ_v изменяется от наносекунд до нескольких миллисекунд.

Время формирования слабого участка в локальной области некристаллического диэлектрика определяется условием

$$\tau_f = \tau_a + \tau_i + \tau_v, \quad (4-43)$$

где τ_a — промежуток времени между инжекцией электрона и подавлением лавины у катода при поле F . Величина τ_a определяется для

многолавиной модели пробоя выражением

$$\tau_a = \sum_{p=1}^{p=n-1} a_{op} / \mu_p \beta_p F. \quad (4-44)$$

Пробой прекращается при $\tau_a < \tau_s$.

При низких или промежуточных полях, когда $\tau_s \gg \tau_f$ или $\tau_s \sim \tau_b$, время развития отдельных лавин крайне индивидуально и сильно отличается для различных образцов. При высоких полях, когда τ_s и τ_f одного порядка или даже $\tau_s < \tau_f$, пробой в различных участках развивается практически одновременно. В пределе скорость развития лавины порядка τ^{-1}_s .

Некоторые особенности практического использования многолавиной пробоя. Рассмотренный выше механизм образования лавины основывался на многих предположениях, заимствованных из теории пробоя в газах. В газах серия лавин начинается с затравочной одиночной лавины. Как и в газах, подвижность образующегося в результате развития лавины положительного заряда значительно меньше, чем подвижность основных носителей заряда. Выполняются условия Таунсенда в режиме самоподдерживающихся лавин. В соответствии с табл. 4-2 длительность развития неустойчивости в диэлектрике τ_s зависит от высоты потенциального барьера инжектирующих электронов, подвижности μ_p и коэффициента ослабления лавины β_p полем пространственного заряда у катода. Такие факторы, как i , U_i и K , оказывают незначительное влияние на развитие лавины.

В более общем случае следует учитывать захват инжектируемых электронов на ловушки и фактор ударной ионизации ловушек [197], однако корректный расчет сильно усложняется случайным расположением ловушек в некристаллической структуре диэлектрика. Заметим, что рассмотренная выше модель игнорирует то обстоятельство, что процессы лавинного умножения развиваются в материале, обладающем некристаллической структурой, где характер рассеяния и захвата носителей может быть совершенно отличным от аналогичных процессов в кристаллах. В этом смысле данная модель является феноменологической и описывает реальные процессы с известной степенью точности. Более точная модель пробоя аморфных диэлектриков, учитывающая перечисленные особенности переноса заряда в некристаллических системах, излагается в следующем разделе.

В заключение рассмотрим, как изменяется данная модель лавинного пробоя при интерпретации экспериментальных данных. Как будет показано ниже, модель позволяет оценить качественный характер зависимости электрической прочности некристаллических диэлектриков от таких параметров, как толщина, температура, материал электродов и др.

Влияние напряженности электрического поля. Время возникновения неустойчивости в диэлектрике описывается экспоненциальной функцией $F^{1/2}$ для термоионной эмиссии или F^{-1} для полевой эмиссии. По величине наклона в полулогарифмических координатах $\ln \tau_s \div F^{1/2}$ или $\ln \tau_s \div F^{-1}$ можно оценить количество рождающихся лавин, необходимых для возникновения неустойчивого состояния, соответствующего лавинному пробоя.

С ростом высоты барьера полевой механизм эмиссии становится более вероятным. Если пробивное напряжение при этом не зависит от температуры, то преобладает туннелирование, в противном случае

преобладает термоэлектронная эмиссия. В реальных диэлектриках существуют условия, согласно которым ток инжекции осуществляется посредством обоих механизмов. Например, в пленках SiO преобладает термоионная эмиссия, а в пленках Al₂O₃, полученных окислением, — полевая эмиссия [197].

Некоторые значения наклона соответствующих характеристик пробоя для ряда диэлектриков перечислены в табл. 4-3, а соответст-

Таблица 4-3

Значения наклона характеристик пробоя

Материал пленки	HfO ₂	Ta ₂ O ₅	Al ₂ O ₃ (Au ⁺)	Al ₂ O ₃ (Al ⁺)	SiO ₂
Величина коэф- фициента α , см ^{1/2} ·В ^{1/2} или β , В·см ⁻¹ Показатель m	1,5·10 ⁻² — 2,1	2,0·10 ⁻² — 3,1	— 3,7·10 ⁸	— 2,1·10 ⁸	— 7,8·10 ⁸ 3,2

вующие графики представлены на рис. 4-16. Для пленок HfO₂ и Ta₂O₅ наклон определяется из уравнения (4-36) согласно табл. 4-2:

$$[G_i] = \frac{b}{kT} [1 + (\beta_1^{1/2} + \beta_2^{1/2} + \dots + \beta_{n-1}^{1/2}) (1 - S)] = \frac{b}{kT} L_i, \quad (4-45)$$

где L_i — коэффициент, учитывающий ток термоэлектронной эмиссии и позволяющий оценить число последовательных лавин, стимулирующих возникновение неустойчивости. При комнатной температуре

$$\frac{b}{kT} = 1,48 \cdot 10^{-2} / \epsilon^{1/2} [\text{см}^{1/2} \cdot \text{В}^{-1/2}], \quad (4-46)$$

где ϵ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость материала, которая определяется по показателю преломления на длине волны порядка 0,4 мкм. Так, для HfO₂ $\epsilon^{1/2} = 2,05$, а для пленок Ta₂O₅ — 2,26 находим, что $L_i = 2,1$ и 3,1 соответственно. Таким образом, для появления неустойчивости в режиме лавинного умножения для пленок HfO₂ потребуется до двух — трех лавин, а для пленок Ta₂O₅ — до трех — четырех.

У пленок SiO₂ преобладает полевой механизм эмиссии из катода, а вероятность ударной ионизации $P \sim 10^{-9} \div 10^{-13}$. Наклон определяется по формуле

$$[G_f] = D [1 + (1 - R) (\beta_1^{-1} + \beta_2^{-1} + \dots + \beta_{n-1}^{-1})] = DL_f. \quad (4-47)$$

Расчет для кварца показывает, что достижение неустойчивого состояния и пробоя происходит лишь после образования достаточно большого количества последовательных лавин. Например, у пленок Al₂O₃ отношение $m^*/m = 0,39$, $E = 3,2$ эВ, откуда $D = 2,4 \cdot 10^8$ А·см⁻¹ и $L_f = 3,2$, т. е. необходимы по меньшей мере четыре последовательные лавины до образования неустойчивости. Тонкие пленки SiO₂ пробиваются, как показывают исследования, редкими одиночными

лавинами, возникающими в результате формирования трех — четырех промежуточных лавин. Однако именно для этого типа пленок наблюдаются большие расхождения между теорией и экспериментом, полученным на образцах, приготовленных по разной технологии. Нам кажется, что большие расхождения, наблюдавшиеся Клейном в рамках феноменологической модели локального лавинного пробоя [177], обусловлены тем обстоятельством, что эта модель не учитывает характер разупорядоченности структуры некристаллического диэлектрика. Действительно, пленки SiO_2 могут в зависимости от способа их нанесения обладать различной степенью ближнего порядка в аморфной структуре, что окажет соответствующее влияние на интенсивность развития процесса ударной ионизации в диэлектрике. В следующем разделе мы учтем это обстоятельство. Пленки Al_2O_3 обладают более упорядоченной структурой, поэтому для них расхождения между теорией и экспериментом не очень заметны.

Влияние материала электродов. Согласно рассмотренной выше модели пробивное поле возрастает с увеличением высоты барьера у катода, являющейся в свою очередь характеристикой материала инжектирующего электрода. В случае преобладающего прыжкового механизма переноса заряда поле пробоя не должно зависеть от материала электрода. Эту закономерность удобно рассмотреть подробнее на примере пленок Al_2O_3 , для которых работа выхода в окисел из золота составляет 4,8 и 3,8 эВ из алюминия, а химическое средство порядка 1,58 эВ, что дает для высоты барьера $E_{\text{Au}}=3,2$ и $E_{\text{Al}}=2,2$ эВ. Механизм переноса определяется полевой эмиссией в диэлектрик, а по наклону соответствующих характеристик можно оценить различие в интенсивности лавинного умножения в зависимости от материала катода.

Для пленок Al_2O_3 с золотыми или алюминиевыми электродами отношение наклона составляет 1,75 (для Au/Al). Аналогичную зависимость можно получить, изменяя полярность внешнего поля в системе несимметричных электродов, например у конденсатора $\text{Au}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Al}$, а затем фиксируя различие в наклоне соответствующих зависимостей:

$$\tau_s, \text{Au}^- / \tau_s, \text{Al}^- = \exp [(G_f, \text{Au}^- - G_f, \text{Al}^-) / F], \quad (4-48)$$

что соответствует данным, представленным в табл. 4-2.

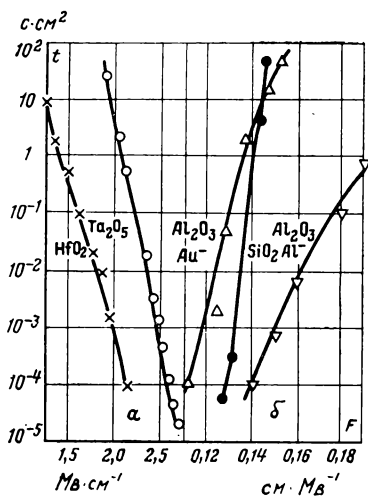


Рис. 4-16. Полевая зависимость времени развития пробоя в некристаллических пленках различных диэлектриков. Выделены случаи прямой (а) и обратной (б) полевой зависимости.

Влияние пространственного заряда. До сих пор мы учитывали лишь пространственные заряды, возникшие в результате лавинной ионизации диэлектрика. В реальных диэлектриках существуют подвижные ионы, способные мигрировать под действием поля, области пространственных зарядов, захваченных на ловушки носителей, вакансии и др. Эти заряды, в целом, способствуют снижению электрической прочности некристаллического диэлектрика, а также повышают или снижают скорость ионизации в зависимости от знака поля объемного заряда кластера. Например, поле положительного заряда у катода из золота повышает собственное поле пробоя от 6,8 до 8,9 МВ·см⁻¹, а отрицательный заряд у алюминиевого катода, наоборот, снижает поле до 4,9 МВ·см⁻¹. Существование пространственного заряда в Al₂O₃ наблюдалось экспериментально в [197, 198].

Взаимодействие пространственного заряда с внешним полем может приводить как к улучшению рабочих характеристик полевых приборов, так и к дрейфу и последующей деградации прибора. Применение метода вольт-фарадных характеристик, оптических, термических и других видов испытаний позволяет исследовать энергетическую структуру состояний в некристаллическом диэлектрике. Воздействие, например, импульсами тока переменной полярности приводит к формовке образца и повышению его электрической стабильности, а воздействие постоянным смещением способствует миграции зарядов по локализованным состояниям в диэлектрике и изменению опорного напряжения затвора прибора [199]. Комплексное изучение различных характеристик образца совместно с анализом зависимости его электрической прочности позволит выяснить ряд новых закономерностей при оценке стабильности полевых структур.

Влияние температуры. Температурная зависимость электрической прочности некристаллических диэлектриков (см. табл. 4-2) определяется температурной зависимостью тока инжекции из катода, согласно которой термоэлектронная эмиссия описывается зависимостью вида

$$F_{\text{пр}} \sim \left\{ T_1 \ln \left[\frac{\exp(T^{-1})}{T^2} \right] \right\}. \quad (4-49)$$

Для полевой эмиссии в диэлектрик температурная зависимость электрической прочности значительно слабее. Здесь следует отметить то обстоятельство, что модель Клейна вообще не дает для этого случая никакой зависимости $F_{\text{пр}}(T)$, так как для идеальных структур туннельный ток от температуры не зависит. Ниже (см. § 4-4) будет показано, что для случая неупорядоченных структур туннельная компонента тока инжекции оказывается зависящей от температуры, а $F_{\text{пр}}$ зависит от T по степенному закону.

Следует также учитывать температурную зависимость эффективной подвижности носителей заряда в некристаллическом диэлектрике, что приводит к уменьшению пролетного времени и соответствующему возрастанию τ_s . Энергия активации прыжковой проводимости может возрастать до 1 эВ, что для термоэлектронной эмиссии приводит к зависимости от поля времени развития нестабильности

$$\begin{aligned} \tau_s \sim \exp [(2E - E_\mu - bF^{1/2}) \{1 + \beta_1^{1/2} (1-s)\} / kT] \sim \\ \sim \exp (E_a / kT). \end{aligned} \quad (4-50)$$

Для нахождения E_a следует определить наклон прямой $\ln \tau_s \div T^{-1}$, можно поступить и наоборот, т. е. по известной зависимости

энергии активации от обратной температуры в режиме предпробойного поля вычислить зависимость времени развития лавины от температуры. Например, для пленок Ta_2O_5 $E_a=0,45$ эВ для $T=200\div 350$ К при полях $5\text{--}6$ МВ·см $^{-1}$. Для пленок Al_2O_3 температурная зависимость τ_s слабее, а пробивное поле почти не зависит от температуры. Аналогичная зависимость наблюдается и для пленок SiO_2 [200]. Для толстых пленок щелочно-галогидных кристаллов наблюдалось возрастание $F_{пр}$ с увеличением температуры [172, 167], такая же зависимость обнаружена для p - n -переходов [201, 202]. В обоих случаях увеличение электрической прочности характеризуется уменьшением коэффициента лавинного умножения с ростом температуры. Нам кажется, что в более общем случае следует исследовать характер температурной зависимости у таких факторов, как прыжковая проводимость, высота потенциального барьера у катода, коэффициент лавинного умножения в аморфных диэлектриках и др.

Влияние толщины диэлектрика. Аналитическая зависимость $F_{пр}$ в явном виде (см. табл. 4-2) не дает никакой зависимости $F_{пр}$ от толщины диэлектрика. Для выяснения характера этой зависимости предположим вначале, что толщина образца много больше длины лавины a_0 . Параметры a_0 , A_0 и N не зависят от d , однако с ростом d параметр β_1 медленно увеличивается, что при фиксированном значении τ_s приводит к уменьшению пробивного поля с ростом толщины образца. Толщина диэлектриков в этом случае должна превышать удвоенную длину лавины. Для большинства материалов эта толщина должна превышать 1 мкм.

В случае малых d , т. е. $d < a_0$ лавина не успевает полностью развиться в тонком диэлектрике, в этом случае теория дает для пробивного поля

$$E_{пр} \geq kiU_i/d, \quad (4-51)$$

поэтому в области малых толщин пробивное поле гиперболически возрастает с уменьшением толщины диэлектрика, одновременно увеличивается и τ_s .

Таким образом, феноменологическая модель локализованного электронного пробоя некристаллических пленок характеризуется зависимостью пробивного напряжения от толщины диэлектрика, температуры, материала электродов и диэлектрика. Для ограниченного класса некристаллических материалов она достаточно хорошо подтверждается экспериментом (пленки HfO_2 , Ta_2O_5 , Al_2O_3 и Si_3N_4). Однако модель не учитывает влияния степени некристаллическости образца, особенности переноса заряда в некристаллических структурах, температурную зависимость туннелирования в диэлектрик и захват носителей на ловушки.

4-4. Пробой пленок аморфных диэлектриков

Изучение явлений пробоя в неупорядоченных конденсированных системах проводится обычно на основании экспериментальных данных зависимости напряженности пробивного поля $F_{пр}$ от таких физических параметров, как толщина образца d , его температура T , величина эффективного барьера у катода Φ (для инжекционно-стимулированного пробоя), потенциал или энергия

ионизации материала G_i и др. В связи с этим в настоящей работе предпринята попытка определить аналитический характер функциональной зависимости $F_{\text{пр}}(d, T, \Phi, G_i)$ в форме, удобной для сравнения с экспериментом.

Известно, что в предпробойном состоянии через образец протекает стабильный ток плотностью J_0 . Конкретный вид этого тока определяется типом конденсированной среды, характером ускорения и рассеяния носителей в ней, а также механизмом инжекции из контактов. При пробое ток через образец $J_{\text{пр}}$ лавинно нарастает, так что в любой момент времени $J_{\text{пр}}$ превышает стационарное значение тока J_0 . Идея определения $F_{\text{пр}}$ была сформулирована в [203] [формулы (43) — (49)]. В соответствии с (4-47) из [203] условие нарушения стационарного состояния для тока может быть записано в виде

$$J_{\text{пр}} = J(T, F, d, \Phi) P(T, F, G_i) K_{\text{л}}(F, G_i, d) \gg J_0, \quad (4-52)$$

где P — вероятность пороговой ионизации, а $K_{\text{л}}$ — коэффициент лавинного умножения, который выражается через вероятность ударной ионизации

$$W_i(F, G_i) \sim \exp[-G_i^s F^{-\gamma}(F)]; \quad (4-53)$$

s — параметр, величина которого определяется механизмом полевого ускорения носителя и изменяется в пределах $0 \leq s \leq 2$, в то время как экстремальные значения $1 \leq \gamma(F) \leq 2$ зависят от характера набора энергии квазисвободным электроном во внешнем поле ($\gamma=1, s=1$ — таунсендовский механизм ускорения [163], $\gamma=2, s=0$ — диффузное по полю ускорение [164], т. е.

$$K_{\text{л}} \sim (\alpha - \beta) \exp \left[W_i \left(\frac{eFd}{G_i} \right)^t \right], \quad (4-54)$$

параметр $t > 1$ зависит от типа материала и степени локализации электрона у атома); α — коэффициент ударной ионизации; β — коэффициент рекомбинации.

Выражение для предпробойного тока инжекции при низких температурах в приближении преобладающего механизма туннельной эмиссии из контактов в зону высоких подвижностей неупорядоченной конденсированной системы записывается в следующем виде:

$$J_1 \sim \Phi^{-\Delta} F^{\Delta} \exp(-\Phi^{3\Delta/2} F^{-1} - F^{-1/4} T^{-1/4} C). \quad (4-55)$$

Здесь второй член в экспоненте учитывает температурную зависимость туннельного тока в неупорядоченной системе [204] (C — параметр системы) и особенности прыжкового туннелирования по ло-

кализованным состояниям. Параметр Δ символизирует эффективное увеличение проницаемости барьера с ростом степени неупорядоченности структуры [205]. В этом смысле Δ выражается довольно сложной функцией радиального распределения $\epsilon(r)$ (см. [205]), конкретный вид которой нам не известен. В [204] с помощью численных методов решалось матричное уравнение для определения туннельной проницаемости барьера типа Кронига-Пени, представленного набором случайных прямоугольных ям. Было показано, что вероятность туннелирования в диэлектрик с ростом флуктуаций межатомных расстояний Δ довольно быстро увеличивается. Для наглядности эта зависимость изображена на рис. 4-17. К сожалению, аналитический характер зависимости не найден. Заметим также, что при $\Delta=1$ и малых C формула (4-52) переходит в известное выражение Фаулера — Нордгейма для туннельного тока. Выражение для плотности тока эмиссии при высоких температурах записывается согласно [206] в виде

$$J_2 = AT^2 F \operatorname{sh} \frac{eRF}{2k_0 T} \exp \left(-\frac{E}{k_0 T} \right), \quad (4-56)$$

где A — постоянная; R — расстояние между соседними уровнями локализации электрона; E — энергия активации; k_0 — постоянная Больцмана; e — заряд электрона. По-видимому, и в этом случае рост степени неупорядоченности приводит к эффективному снижению эмиссионного барьера, однако расчеты подобного рода, насколько нам известно, не проводились. Выражения (4-55) и (4-56) для тока используются ниже в качестве начальных условий при решении уравнения стационарного состояния.

Выражение для функционала вероятности пороговой ионизации для систем с различной степенью структурной разупорядоченности было вычислено в [203] (см. соответствующие формулы (4-36) — (4-39) в [207]). В соответствии с [203, 207] конкретный вид функционала $P(T, F, G_i)$ зависит от типа структуры и характера рассеяния в ней носителей заряда. Ниже мы ограничимся рассмотрением моделей конденсированной среды, в которой возмущения локализованы в достаточно малой области или убывают по закону $\exp(-a_0 r)$ (где r — координата, среднее расстояние между флуктуациями — большая величина, корреляцией парных флуктуаций можно пренебречь, а концентрация рассеивающих центров мала) с последовательной возрастающей степенью структурной разупорядоченности. Увеличе-

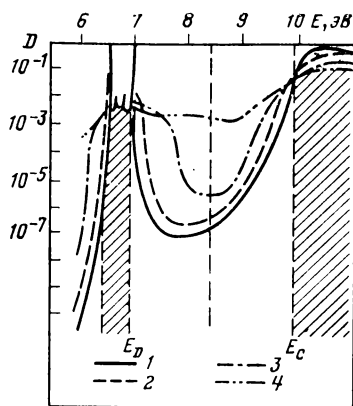


Рис. 4-17. Зависимость вероятности туннелирования от энергии электрона для систем с различной степенью структурной разупорядоченности.

1 — кристалл; Δ , нм; 2 — 0,2; 3 — 0,3; 4 — 0,4. Разрешенные зоны заштрихованы.

ние степени структурной разупорядоченности в данном случае соответствует уменьшению размеров области ближнего порядка в некристаллическом материале.

Функционал вероятности пороговой ионизации имеет вид $P_1(T^{-4}, F^2 \ln^2 F, \ln^2 G_i)^*$ для низких температур. Тогда из уравнения (4-52) получаем следующие функциональные представления:

При низких температурах для квазикристаллической структуры получаем следующие функциональные представления:

а) функциональное представление по температуре

$$2 \ln F + Ft \exp(-F^{-1}) = F^{-1} + F^{-1/4} + T^{-1/4} + T^{-4} F^{-2} \ln^2 F,$$

ткуда при больших F и $T \rightarrow 0$ приближенно получаем:

$$T^{-4} \sim F_{\text{пр}}^{-1} \exp(-F_{\text{пр}}^{-1}),$$

и если для данного материала положить $W_i \sim \text{const}$, то окончательно

$$F_{\text{пр}} \sim T^{-\frac{4}{t+2}}; \quad (4-57)$$

б) функциональное представление по толщине

$$\left. \begin{aligned} 2 \ln F + F^{-2} \ln^2 F + dt Ft \exp(-F^{-1}) &= F^{-1} + F^{-1/4}; \\ F_{\text{пр}} &\sim d^{-\frac{4t}{4t+1}} + O(d^{-\frac{t}{t+1}}); \end{aligned} \right\} \quad (4-58)$$

в) функциональное представление для материала электрода

$$\left. \begin{aligned} F^{-2} \ln^2 F + 2 \ln Ft + Ft \exp(-F^{-1}) &= F^{-1} + F^{-1/4} + \\ &+ \Delta \ln \Phi + F^{-1} \Phi^{3\Delta/2}; \\ F_{\text{пр}} &\sim (\Delta \ln \Phi)^{1/t}; \end{aligned} \right\} \quad (4-59)$$

г) функциональное представление для энергии ионизации

$$\left. \begin{aligned} \ln^2 G_i F^{-2} \ln^2 F + 2 \ln F + G_i^{-t} Ft \exp(-F^{-1} G_i) &= \\ &= F^{-1} + F^{1/4} + \ln^2 G_i; \\ F_{\text{пр}} &\sim G_i^{\frac{t}{t+2}} (\ln G_i)^{\frac{2}{t+2}} - O(\ln^2 G_i). \end{aligned} \right\} \quad (4-60)$$

Для ультрадисперсной структуры

а) по температуре

$$\left. \begin{aligned} 2 \ln F + Ft \exp(-F^{-1}) &= F^{-1/4} T^{-1/4} + T^{-3/2} \ln^2 T F^{-2}; \\ F_{\text{пр}} &\sim F^{-\frac{3}{2(t+2)}} (\ln T)^{\frac{2}{t+2}}. \end{aligned} \right\} \quad (4-61)$$

* Аналитическое представление $P(x) = \exp(-x)$.

б) по толщине

$$\left. \begin{aligned} 2 \ln F + dt Ft \exp(-F^{-1}) &= F^{-1} + F^{-2} + F^{-1/4}; \\ F_{\text{пр}} &\sim d^{-\frac{4t}{4t+1}} + O(d^{-\frac{t-1}{t}}); \end{aligned} \right\} \quad (4-62)$$

в) для материала электрода

$$\left. \begin{aligned} 2 \ln F + Ft \exp(-F^{-1}) &= \Delta \ln \Phi + \Phi^{3\Delta/2} F^{-1} + F^{-2} + F^{-1/4}; \\ F_{\text{пр}} &\sim (\Delta \ln \Phi)^{1/t}; \end{aligned} \right\} \quad (4-63)$$

г) для энергии ионизации

$$\left. \begin{aligned} 2 \ln F + G_i^{-t} Ft \exp(-F^{-1} G_i^S) &= F^{-1} + F^{-2} \ln^2 G_i + F^{-1/4}; \\ F_{\text{пр}} &\sim G_i^{\frac{t}{t+2}} (\ln G_i)^{\frac{2}{t+2}}. \end{aligned} \right\} \quad (4-64)$$

Для аморфной структуры

$$\left. \begin{aligned} \text{а) } 2 \ln F + T^{-3} \ln^2 F + Ft \exp(-F^{-1}) &= \\ &= F^{-1} + F^{-1/4} T^{-1/4}; \\ F_{\text{пр}} &\sim \text{const} - T^{-3/t}; \end{aligned} \right\} \quad (4-65)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{б) } 2 \ln F + \ln^2 F + dt Ft \exp(-F^{-1}) &= F^{-1} + F^{-1/4}; \\ F_{\text{пр}} &\sim d^{-\frac{1}{t+1}} - O(\ln^2 d), \end{aligned} \right\} \quad (4-66)$$

где $O(d)$ — члены малого порядка по d ;

$$\left. \begin{aligned} \text{в) } 2 \ln F + \ln^2 F + Ft \exp(-F^{-1}) &= \Phi^{3\Delta/2} F^{-1} + \\ &+ \Delta \ln \Phi + F^{1/4}; \\ F_{\text{пр}} &\sim (\Delta \ln \Phi)^{1/t}; \end{aligned} \right\} \quad (4-67)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{г) } 2 \ln F + \ln^2 F G_i^{-2/3} \ln^2 G_i + G_i^{-t} Ft \exp(-G_i^S F^{-1}) &= \\ &= F^{-1} + F^{-1/4}; \\ F_{\text{пр}} &\sim G_i^{\frac{3t-2}{3t}} (\ln G_i)^{2/t}. \end{aligned} \right\} \quad (4-68)$$

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы. В первом приближении электрическая прочность неупорядоченной конденсированной системы, содержащей флуктуации плотности, при достаточно низких температурах убывает с ростом толщины образца независимо от типа модели и степени разупорядоченности структуры. Увеличение барьера у катода и энергии ионизации вещества сопровождается ростом электрической прочности. За-

висимость $F_{\text{пр}}(T)$ для квазикристаллических структур является убывающей при увеличении T , однако с ростом структурной разупорядоченности наблюдается изменение характера температурной зависимости $F_{\text{пр}}$. Так, для ультрадисперсных структур температурная зависимость пробивного поля определяется произведением, убывающей степенной и возрастающей с ростом T логарифмической функции, а для аморфных структур эта зависимость является уже слабо возрастающей по T (ср. (4-61) и (4-65)). Это соответствует наблюдаемым экспериментально данным.

Выполняя аналогичный расчет для неупорядоченных систем, содержащих флуктуации плотности, между которыми имеется корреляция или действует потенциал межатомного взаимодействия [208], можно показать, что характер изменения $F_{\text{пр}}(T, d, \Phi, G_i)$ в таких системах в первом приближении остается тем же. Изменяются лишь величина показателя степени и вклад малых членов в разложении по полю типа $O[F_{\text{пр}}(T, d, \Phi, G_i)]$.

Наименьшее влияние различных моделей конденсированной среды обнаруживается для величины потенциального барьера у катода, где с ростом барьера и флуктуаций межатомного расстояния при низких температурах электрическая прочность монотонно возрастает (заметим, что с увеличением параметра t интенсивность роста, наоборот, замедляется). Влияние разупорядоченности проявляется здесь лишь в виде малых степенных или логарифмических добавок по полю, роль которых преимущественно возрастает по мере разупорядочения. Знак минус перед членами вида $O(x)$ характеризует ослабление тенденции роста $F_{\text{пр}}(x)$.

Зависимость вида $F_{\text{пр}} \sim T^{-\alpha}$ с ростом степени разупорядоченности структуры убывает, а с ростом степени взаимодействия и корреляции флуктуаций плотности обычно усиливается (α растет). Зависимость $F_{\text{пр}} \sim d^{-\beta}$ при этом характеризуется преимущественно увеличением параметра β . Для более упорядоченных структур величина $\beta \rightarrow 1$ ($\beta < 1$).

Отметим также, что учет в явном виде функциональной зависимости $W_i(G_i)$ приводит обычно к логарифмическим добавкам того же характера. Например, для зависимости электрической прочности образца от его толщины получаем $F_{\text{пр}} \sim d^{-\alpha} + \ln^{-\beta} d$, где $\alpha, \beta > 0$.

Таким образом, более строгий учет характера функциональной зависимости в рамках рассматриваемой модели не изменяет общих результатов и не противоречит эксперименту. Влияние степени структурной разупорядоченности проявляется в этом случае в виде монотонного изменения величины показателя степени у логарифма. Лишь у функционалов типа $F_{\text{пр}}(G_i)$ может появиться дополнительный

член вида $G_i^{-\frac{s-\delta}{\gamma}}$, где $\delta = 0$, если функционал пороговой ионизации имеет вид

$$P_1(G_i) \sim \exp(-G_i) \text{ и } \delta > 0 \text{ при } P_2(G_i) \sim \exp(-\exp G_i).$$

Электрическая прочность при высоких температурах. Расчет в этом случае усложняется не только из-за изменения характера рассеяния носителей в неупорядоченной системе, но и из-за возникновения новых механизмов проводимости, стимулирующих пробой, поэтому можно говорить лишь о сугубо модельном и в значительной

степени идеализированном подходе к решению задачи об электрическом пробое, стимулированном током электронной эмиссии.

Ограничимся рассмотрением закона Пула для эмиссионного тока типа (4-56). Предпробойная проводимость этого типа наблюдалась экспериментально для пленок широкозонных окислов, обладавших аморфной или ультрадисперсной структурой [209, 210].

Расчет в этом случае выполняется аналогично приведенному для низких температур с соответствующей заменой функциональной зависимости тока и температурного члена в функционале вероятности пороговой ионизации. Опуская промежуточные выкладки, получаем следующие аналитические зависимости для $F_{\text{пр}}$ в функциональном представлении:

для квазикристаллической структуры

$$F_{\text{пр}} \propto (T^{-\frac{1}{t-1}}, d^{-\frac{t}{t-1}}, \Phi^{t-1}, G_t^{\frac{3(5+2t)}{2(5+3t)}}); \quad (4-69)$$

для ультрадисперсной структуры

$$F_{\text{пр}} \propto [T^{-\frac{1}{t-1}} + O(T^{\frac{3}{t-1}}), d^{-\frac{t}{t-1}}, \Phi^{1/t}, G_t^{\frac{t}{t-1}} - O(G_t^{\frac{7+2t}{2(1+t)}})]; \quad (4-70)$$

для аморфной структуры

$$\left. \begin{aligned} F_{\text{пр}} [T^{-\frac{1}{t-1}} - O(T^{\frac{2t}{3t-2}}), d^{-\frac{t}{t-1}} - O(d^{\frac{3t}{3t-2}}), \\ \Phi^{1/t} - O(\Phi^{\frac{3}{3t-2}}), G_t^{\frac{t}{t-1}} - O(G_t^{\frac{3(t+4)}{3t-2}})] \end{aligned} \right\} \quad (4-71)$$

Видно, что общий характер изменения $F_{\text{пр}}(T, d, \Phi, G_t)$ для случая высоких температур в целом остается тем же и не противоречит эксперименту. Лишь для $F_{\text{пр}}(T)$ сохраняется убывающая с ростом T зависимость, описываемая степенной функцией вида T^{-b} . Характерно, что по сравнению с низкими температурами и в данном случае наблюдается тенденция спада $F_{\text{пр}}$ с ростом T по мере увеличения разупорядоченности структуры. Однако для высоких температур эта тенденция проявляется в виде уменьшения абсолютного значения α и b и влияния малых добавок по полю.

Более резкая (степенная вида $\sim \Phi^{1/t}$ в отличие от логарифмической вида $\sim \ln^{1/t} \Phi$ для низких T) зависимость $F_{\text{пр}}$ от величины барьера у катода может быть отнесена за счет надбарьерной эмиссии, для которой отсутствует зависимость $\Phi(\Delta)$. Последнее может быть также обусловлено тем, что температурная зависимость туннельного тока у неупорядоченных систем оказывается значительно меньшей по сравнению с той же зависимостью для тока надбарьерной эмиссии. Величина показателя степени у $F_{\text{пр}}(G_t)$ возрастает при переходе к высоким температурам незначительно, а роль членов малого порядка в этом случае заметно возрастает.

Сопоставление расчетных данных с результатами эксперимента удастся проводить, ограничиваясь лишь качественным характером зависимости $F_{\text{пр}}(T, d, \Phi, G_t)$. В принципе подбором соответствующих констант можно осуществить формальную подгонку под эксперимент и тем самым определить значения неизвестных расчетных параметров.

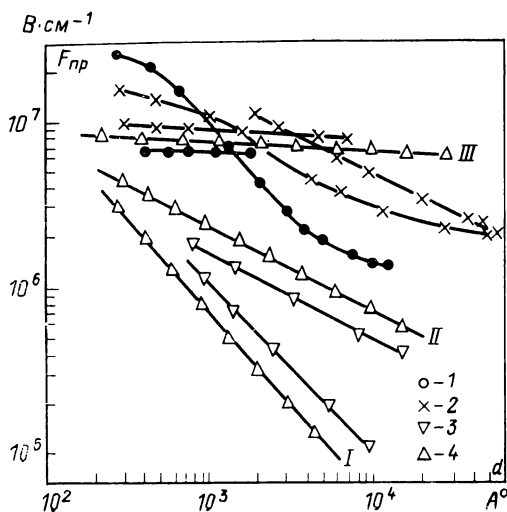


Рис. 4-18. Зависимость пробивного поля от толщины диэлектрика.

I — SiO_2 ; 2 — Al_2O_3 ;
 3 — SiO ; 4 — теория
 (рассчитано по формуле $F_{пр} \sim d^{t/(t+1)}$ при t : I — 10, II — 1, III — 0,1).

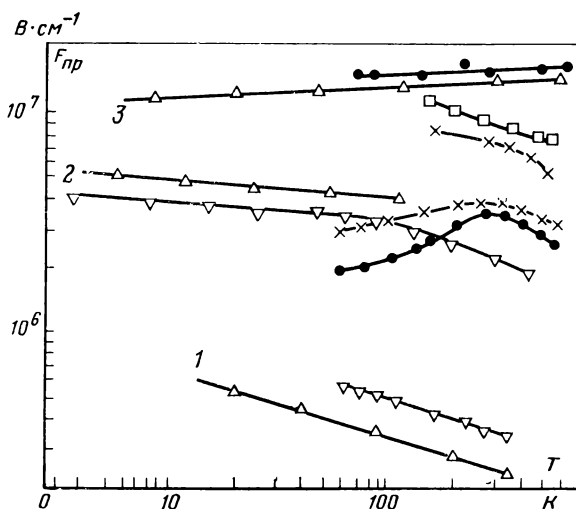


Рис. 4-19. Зависимость пробивного поля от температуры для различных диэлектриков.

1 — Si_3N_4 ; остальные обозначения аналогичны рис. 4-18. Теоретическая зависимость рассчитана по формуле $F_{пр} \sim T^{-1/(t-1)}$ для t : 1 — 4, 2 — 14, 3 — 20.

Для наглядности на рис. 4-18 приведена экспериментальная зависимость электрической прочности ряда некристаллических материалов от толщины, полученная различными авторами [209—212, 177], а на рис. 4-19 — соответствующая зависимость от температуры. Видно, что теория в целом правильно предсказывает характер изменения $F_{пр}(T, d)$, однако для толщинной зависимости у большинства материалов величина показателя степени β меньше единицы, что характерно для неупорядоченных систем, содержащих флуктуации плотности. Возможно, что исследуемые пленки обладали именно этим типом структурной разупорядоченности. Зависимость $F_{пр}(T)$ также является весьма слабой по сравнению с предсказываемой теорией, что характерно для больших T . У некоторых материалов при низких температурах наблюдается увеличение $F_{пр}$ с ростом T . Последнее можно объяснить наличием у образцов аморфной структуры, для которой преобладает тенденция роста электрической прочности с температурой.

Экспериментальные зависимости $F_{пр}(\Phi, G_i)$, насколько известно авторам, в литературе не описаны. Лишь в [213, 214] были предприняты попытки оценить характер изменения $F_{пр}$ от высоты потенциального барьера у катода для различных металлов. Согласно данным этих работ электрическая прочность некристаллических материалов возрастает с увеличением работы выхода из металла по степенному закону вида $F_{пр} \sim \Phi^{-\xi}$, где $\xi < 1$ ($\approx 0,75$ В [24] и $\approx 0,07$ В [213]). Тем не менее, проводить количественные сопоставления здесь, как нам кажется, преждевременно из-за отсутствия надежных экспериментальных данных*.

Согласно экспериментальным данным радиальная функция распределения $\epsilon(r)$ (где r — координата) у большинства аморфных материалов носит осциллирующий затухающий характер. Различие для конкретных веществ состоит в начальной амплитуде осцилляций, частоте колебаний (расстояние между максимумами $\epsilon(r)$ соответствует наиболее вероятному межатомному расстоянию в пределах ближнего порядка), фазовом сдвиге осциллирующего члена и степени затухания ϵ с ростом координаты. Очевидно, что с увеличением степени упорядоченности структуры (аморфное тело $\rightarrow$ кристалл) затухание $\epsilon(r)$ и флуктуации фазового сдвига уменьшаются [205].

Удобной аппроксимацией для $\epsilon(r)$ является функция Бесселя (в простейшем случае нулевого индекса), которая, как видно из рис. 4-20, является достаточно хорошим первым приближением для $\epsilon(r)$ [215]. С изменением параметра b изменяются частота осцилляций (число нулей на вещественной оси) и степень затухания функции $\epsilon(r)$, что позволяет в разумных пределах связать параметр b с межатомным расстоянием соответствующего аморфного вещества, а переход к кристаллу рассматривать как непрерывное увеличение области ближнего порядка.

Отметим, что аналогичный характер функциональной зависимости $F_{пр}(T) \sim T^{0.5}$ или $\ln T^{-1}$ предсказывается теорией теплового пробоя (см. [160] и [177] соответственно). В [160] в рамках модели теплового пробоя Вагнера было получено трансцендентное выраже-

* Достаточно указать, что абсолютная величина Φ зависит от метода измерения высоты потенциального барьера у катода и существенно расходится для одних и тех же материалов у разных авторов (см. [177, 214]).

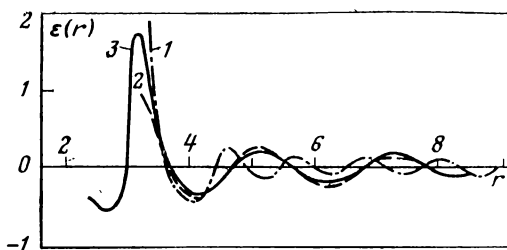


Рис. 4-20. Графическое изображение одномерной функции $\epsilon(r)$ для различных моделей неупорядоченной структуры диэлектриков.
1 — из работы [102]; 2 — функция Бесселя; 3 — эксперимент [203].

ние вида $F_{пр} \sim \ln(T^{-1}F_{пр}^{-2})$. В [5, 177, 178] для пленок SiO_2 , Ta_2O_5 и Si_3N_4 в области высоких $[0-450^\circ\text{C}]$ температур экспериментальные кривые (ср. рис. 8 [177]) интерпретировались в рамках тепловой модели пробоя аналитической зависимостью вида $F_{пр} \sim T^{-\beta}$, где $\beta \approx 0,68$ для SiO_2 [5], $\approx 0,74$ для Si_3N_4 [178] и $\approx 1,83$ для Ta_2O_5 [177], что связывалось с разогревом диэлектрика при протекании инжекционного тока.

Наша модель исходит из представлений о чисто электронном характере развития лавины в неупорядоченной конденсированной среде, однако при высоких температурах модель по существу дает аналогичную для теплового пробоя зависимость $F_{пр}(T)$. Вместе с тем нельзя не учитывать значительного влияния побочных тепловых эффектов, связанных с генерацией носителей, стимулирующих развитие электронной лавины в сильном электрическом поле.

4-5. Влияние степени структурной разупорядоченности диэлектрика

В [203] одним из авторов была предпринята попытка обобщить развитый в [214] метод оценки электрической прочности конденсированной среды с различной степенью структурной разупорядоченности. Длина свободного пробега электрона в такой среде соизмерима с межатомным расстоянием, поэтому обычное кинетическое уравнение для решения нестационарной задачи о пробое здесь неприменимо. В рассматриваемом случае поле пробоя соответствует нарушению стационарного состояния системой электронов проводимости, когда скорость приобретения электронами энергии от внешнего поля превышает энергетические потери при рассеянии. С целью упрощения ниже сохранены обозначения, принятые в [203].

Для аморфной структуры корреляционная функция распределения имеет вид:

$$\epsilon_1(r) \sim r^{-1} \exp(-\alpha r) J_0(br) \quad (4-72)$$

и быстро убывает с ростом r , т. е. область ближнего порядка сохраняется в пределах лишь нескольких межатомных расстояний. Переходя к импульсному представлению функции распределения $\epsilon(|\mathbf{k}-\mathbf{k}'|)$ и выполняя вычисления в соответствии с [214], находим

выражение для левой части уравнения стационарного состояния

$$Y_1(\kappa') \sim \kappa'^2 \operatorname{arctg}^2 \left[\frac{\kappa' + c(\kappa')}{\kappa'} \right] \rho(\kappa') \sigma(T), \quad (4-73)$$

где выделена температурная часть $\sigma(T) \sim T^{2(1-2l)}$ — для низких и $\sigma(T) \sim T^2$ — для высоких температур; l — параметр взаимодействия [205]; κ' — волновой вектор электрона после рассеяния; $\rho(\kappa')$ — плотность конечных состояний в неупорядоченной системе.

Для квазикристаллической структуры $\varepsilon_2(\mathbf{r}) \sim J_0(b\mathbf{r})$ после соответствующих преобразований находим:

$$Y_2(\kappa') \sim \kappa'^4 \rho(\kappa') \sigma(T). \quad (4-74)$$

Вероятность пороговой ионизации в функциональном представлении по температуре, напряженности электрического поля и энергии ионизации G_i записывается согласно [164] в виде

$$\begin{aligned} P(T, F, G_i) &= \exp \left[- \int_0^{\kappa_l} \left(\frac{\hbar}{eF} \right)_{\kappa_l}^2 \left\langle \frac{d\mathbf{k}}{dt} \right\rangle_s \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_s d\mathbf{k} \right] = \\ &= \exp \left[- A \left(\frac{\hbar}{eF} \right)^2 \int_{\kappa_s}^{\kappa_l} Y(\kappa') d\kappa' \right], \end{aligned} \quad (4-75)$$

где угловые скобки означают усреднение по волновому вектору электрона и фонона; индекс s соответствует стационарному состоянию; E — энергия; κ_s — стационарное значение волнового вектора электрона в функциональном представлении $\kappa_s(T^{-\varphi/6}, F^{1/6}, G_i^{5/12})$;

φ характеризует температурное изменение эффективной массы носителей в акустическом приближении. Дальнейшее вычисление $P(T, F, G_i)$ приводится для конкретных моделей конденсированной среды, содержащей флуктуации плотности [217].

Для модели неупорядоченной среды типа [217] получаем:

$$\begin{aligned} P_1(T, F, G_i) &= P_0 T^\psi \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} T - \frac{\varphi(4n+3)}{6} \times \right. \\ &\times \left[T \frac{2\varphi(4n+3)}{3} (\varphi \ln T + 4) - \frac{\varphi}{9} \ln T - \frac{1}{12} \right] \frac{\varphi}{4} \ln T \Big\}; \\ &F^{-2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[B - \frac{1}{36} F - \frac{4n+3}{6} \ln F (\ln F + 9) \right]; \\ &\sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{1}{144} G_i - \frac{(4n+3)^5}{12} \ln G_i \left[G_i^{-\frac{4n+3}{12}} (36 \ln G_i + 144) - \right. \right. \\ &\left. \left. - 25 \ln G_i - 120 \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4-76)$$

где выбор параметра разложения n определяется требуемой степенью точности при оценке $Y(\kappa')$, а функционалу $P_0(x)$ соответствует аналитическая зависимость вида $\exp(-x)$. Соответственно для квазикристалла находим:

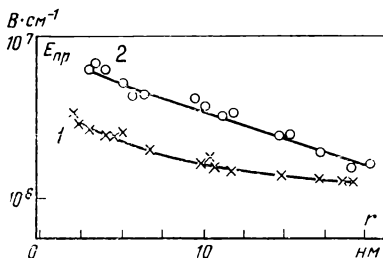
$$P_2(T, F, G_i) = P_0 [T^\psi (\ln^2 T^{-1/2} - \ln^2 T^{1/6}); \\ F^2 (B - \ln^2 F^{1/6}) \ln^2 G_i^{1/2} - \ln^2 G_i^{5/2}], \quad (4-77)$$

где ψ — соответствует показателю степени $\sigma(T)$. Аналогичные вычисления можно выполнить для рассеяния на заряженных флуктуациях или флуктуационных скоплениях примеси в сильно легированных полупроводниках.

Анализируя полученные результаты, находим, что при низких температурах вероятность пороговой ионизации с уменьшением T возрастает у аморфных и медленно убывает у квазикристаллических структур. При высоких температурах она возрастает независимо от степени разупорядочения и имеет вид степенной функции $\sim T^{2 \div 7}$ в зависимости от характера флуктуаций плотности. Полевая зависимость характеризуется степенной $F^{\ln F}$ или экспоненциальной $\exp(F^t)$

Рис. 4-21. Зависимость электрической прочности от среднего размера упорядоченной области в полилитических пленках.

1 — Al_2O_3 ; 2 — SiO_2 .



при $t < 1$ функциями, более плавная зависимость характерна для аморфных структур. С ростом потенциала ионизации вещества вероятность ионизации быстро убывает по закону вида $P(G_i) \sim \exp(-G_i^\xi)$, где у аморфных структур $\xi < 2$, а у квазикристаллов $\xi \geq 2$. Увеличение степени усреднения флуктуаций плотности соответствует переходу к более плавной зависимости вида $P(G_i) \sim G_i^{\ln G_i}$, тогда как для заряженных флуктуаций зависимость, наоборот, становится более резкой $P(G_i) \sim \exp(-\exp G_i)$ (рис. 4-21).

4-6. Экспериментальные данные

При изучении явлений пробоя принято различать две стадии — начальную, соответствующую нарушению стационарного состояния и рождению лавины, и конечную стадию развития пробоя, сопровождающуюся образованием стримеров, сильным тепловыделением и заканчивающуюся необратимыми изменениями в структуре диэлектрика. В связи с этим в данном разделе будут последовательно рассмотрены обе стадии пробоя и определен характер зависимости электрической прочности некристаллических пленок SiO_2 , Al_2O_3 и GeO_2 от ряда

физических параметров. Полученные данные сопоставляются с результатами расчета § 4-5.

Исследование начальной стадии пробоя осуществляется обычно посредством следующих методов: пробой тонкопленочных конденсаторных МДМ- или полевых МДП-структур, который в большинстве случаев имеет обратимый или восстанавливающийся характер; изучение статистического характера распределения $U_{пр}$ для большого количества образцов с применением методов многофакторного анализа для обработки полученных данных; регистрация вольт-амперных характеристик вплоть до образования лавины и анализ механизма пробойной проводимости.

Для дефектных, в том числе и рассматриваемых здесь некристаллических пленок, различают несколько видов пробивного поля $F_{пр}$. При увеличении внешнего поля до некоторого F_3 наблюдается так называемый частичный или восстанавливающийся пробой, когда лавина образуется лишь в дефектных местах. При таком пробое происходит полное выгорание металлического электрода, но закорачивание «слабого» места отсутствует. При этом наблюдается искрение и иногда СВЧ-генерация в режиме лавинного умножения, заканчивающаяся в итоге срывом колебаний. Например, по данным [185] для термически выращенных пленок SiO_2 на кремнии величина F_3 составляет 0,5—0,9 МВ/см.

При некотором поле F_2 , обычно превышающем F_3 , начинается пробой, обусловленный развитием лавины в локальных областях с повышенной напряженностью электрического поля, сопровождающийся разогревом диэлектрика. Такими областями могут быть флуктуации плотности, характерные для аморфных веществ, микроскопические области с частичной кристаллизацией, служащие своеобразной затравкой для рождения лавины, микроострия и выступы на поверхности диэлектрика и др. [173]. Так, для пленок SiO_2 на кремнии величина F_2 составляет (1÷3) МВ/см.

Наконец, при полях $F_1 > F_2$ наступает стадия собственно электрического пробоя, характерного для нарушения стационарного состояния в идеальной аморфной структуре. Для термически выращенных пленок SiO_2 F_1 имеет порядок (7÷9) МВ/см.

На рис. 4-22 для сравнения представлены гистограммы всех трех стадий пробоя, наблюдавшиеся авторами

у наиболее дефектных пленок GeO_2 , нанесенных пироактивационным методом разложения паров органических соединений на кремнии. Видно, что области, соответствующие $F_{\text{пр}1}$, $F_{\text{пр}2}$ и $F_{\text{пр}3}$, достаточно хорошо различимы, а их максимумы соответствуют $F_1 \sim 4$, $F_2 \sim 1$ и $F_3 \sim 0,5$ МВ/см. Характерно, что основная доля пробоя об-разцов приходится на область $F_{\text{пр}2}$. Это указывает на то, что в аморфных пиролитических пленках GeO_2 преобладают нарушения стехиометрии и саморазогрев при пробое. У пиролитических пленок Al_2O_3 наблюдались области с $F_{\text{пр}2}$ и $F_{\text{пр}3}$, а у пленок SiO_2 — преимуще-ственно области с $F_{\text{пр}1}$.

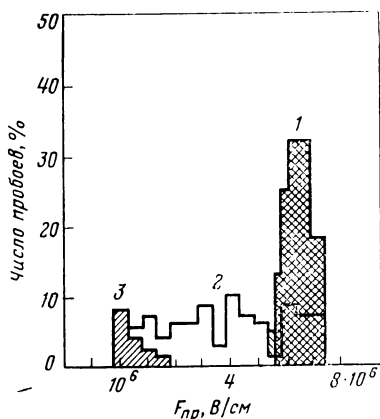


Рис. 4-22. Гистограммы различных стадий пробоя для пироактивированных пленок GeO_2 на кремнии. По оси ординат отложена доля пробоя, %.

Таким образом, можно говорить о преобладающей электрической форме пробоя у рассматриваемых здесь пленок аморфных окислов. Это позволяет использовать полученные в § 4-1—4-5 результаты для объяснения приводимых ниже экспериментальных данных.

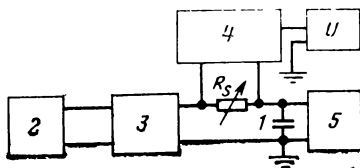
Принципиальная схема установки для регистрации полей F_1 — F_3 показана на рис. 4-23. Пробой образцов осуществляется на постоянном различной полярности, переменном и импульсном напряжении.

Пробой импульсным напряжением осуществлялся с применением генераторов, обеспечивающих крутизну нарастания переднего фронта импульса не ниже 100 нс, поэтому влиянием разогрева диэлектрика при измерениях можно было пренебречь. Пробой на переменном токе осуществлялся синусоидальным сигналом частотой 20 Гц—100 МГц. Для устранения влияния перегрева диэлектрика при пробое постоянным напряжением была разработана схема регистрации $F_{\text{пр}}$, детальное описание принципа работы схемы приведено в [197]. Схема обеспечивала инерцию линейно меняющегося постоянного напряжения от 0,1 до 350 В с коэффициентом нелиней-

ности ниже 1% и скоростью $0,1\text{--}200\text{ В}\cdot\text{с}^{-1}$. При достижении заданной величины порогового тока I_0 через образец срабатывало электронное реле, отключавшее внешнее напряжение и закорачивавшее диэлектрик для устранения внутренних остаточных полей. Через фикси-

Рис. 4-23. Принципиальная схема для автоматической регистрации гистограмм пробоя.

1 — образец; 2 — источник питания; 3 — схема линейной развертки; 4 — триггер; 5 — система автоматической блокировки образца.



рованное время выдержки $10^{-2}\text{--}10\text{ с}$ цикл повторяется вновь. Выбор I_0 определялся толщиной диэлектрика и структурой тестового образца и задавался в пределах $10^{-7}\text{--}10^{-1}\text{ с}$. В качестве согласующей нагрузки использовались $X\text{--}Y$ самописцы.

Статистическая обработка, регистрация и подсчет импульсов пробоя и построение соответствующих гистограмм $F_{\text{пр}}$ были аналогичны описанному в [177, 185, 192, 211]. Остальные особенности методик измерения описаны в [197] и из-за недостатка места мы на них не останавливаемся.

А. НАЧАЛЬНАЯ СТАДИЯ ПРОБОЯ

Рассмотрим характер изменения электрической прочности при изменении толщины диэлектрика, его температуры, материала электрода и др.

Влияние толщины диэлектрика. Выше (см. § 4-5) анализировался характер зависимости $F_{\text{пр}}(d)$ для некристаллических пленок ионных и ковалентных диэлектриков. Здесь мы попытаемся на основании экспериментальных данных сформулировать наиболее общие закономерности изменения электрической прочности тонких пленок от их толщины. Характер экспериментальной зависимости $F_{\text{пр}}(d)$ даже для одного и того же материала, например пленок SiO_2 , не является одинаковым по данным различных авторов. В подавляющем большинстве работ наблюдался так называемый «эффект электрического упрочнения», когда электрическая прочность тонкого диэлектрика нелинейно возрастала с увеличением толщины пленки SiO_2 [177, 183, 211, 217, 218]. Тем не менее, у ряда материалов этот эффект был незначи-

тельным, например у термически выращенных пленок SiO_2 в области малых толщин [185, 212].

Характер зависимости электрической прочности от толщины некристаллического диэлектрика подробно исследован в [197] для пленок SiO_2 , Al_2O_3 и GeO_2 , полученных активационным разложением элементоорганических соединений. На рис. 4-22 показаны гистограммы различных стадий пробоя пленок GeO_2 . На ход распределения влияли условия получения диэлектрика, материал подложки, структура пленки и наличие в ней примесей состояние границы раздела диэлектрик-металл, однако зависимость собственной электрической прочности $F_{\text{пр1}}(d)$ во всех случаях была одинаковой — абсолютная величина $F_{\text{пр1}}$ уменьшалась с ростом толщины диэлектрика.

Перейдем к более подробному анализу характера эффекта электрического упрочнения в некристаллических диэлектриках. С этой целью на рис. 4-23 показана полная блок-схема установки для измерения $F_{\text{пр1}}$, а в табл. 4-4 перечислены значения показателя степени

Таблица 4-4

Параметры кривых электрической прочности пленок

Материал пленки	α	β	Способ получения	Литературный источник
SiO_2	0,51	0,24	Пиролиз	Данные авторов
SiO_2	0,64	0,34	Активация	То же
Al_2O_3	0,78	0,27	ЭОС	" "
Al_2O_3	0,45	0,43	Пиролиз	" "
$\text{SiO}_2 \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$	0,34	0,24	Активация ЭОС	" "
$\text{SiO}_2 \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$	0,56	0,67	Пиролиз	" "
GeO_2	0,89	0,56	Пиролиз	" "
$\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$	0,22	0,46	Активация ЭОС	" "
SiO_2	0,5	0,12	Термическое окисление	[177]
Si_3N_4	1,1	—	Катодное распыление	[183]
SiO	0,56	—	Термическое испарение	[217]
Ta_2O_5	1,2	0,58	Анодирование	[218]
Al_2O_3	0,48	0,22	Окисление	[212]
GeO_2	0,5	—	Испарение	[185]
Майлар	0,5	1,0	Осаждение	[177]
Стеарат бария	0,52	—	Осаждение	[223]
Пленки полимеров	—	0,5	Напыление	[227]

на степенном и логарифмическом участках зависимости $F_{\text{пр1}}(d)$. Здесь же для сравнения указаны значения α и β , заимствованные для тех же материалов диэлектрика из работ других авторов, и способ получения пленки. Анализ экспериментальных данных, представленных в этой таблице, позволяет сделать следующие выводы. Значения параметров α и β у пленок в большинстве случаев не превышают 1 (характерно, что для соответствующих кристаллов α и $\beta > 1$), что указывает на влияние степени структурной разупорядоченности окислов на характер развития лавины в пленке. С увеличением степени структурной разупорядоченности наблюдается тенденция к уменьшению абсолютной величины параметров α и β . Способ получения диэлектрика влияет на характер аналитической зависимости $F_{\text{пр1}}(d)$. Максимальные значения α и β наблюдались у пленок GeO_2 , минимальные — у стекол $\text{SiO}_2 \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$ и пленок $\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$ (данные авторов). С ростом толщины интенсивность изменения $F_{\text{пр1}}(d)$ замедлялась и переходила от степенной вида $F_{\text{пр}} \sim d^{-\alpha}$ к логарифмической зависимости вида $F_{\text{пр}} \sim I_{\text{п}}^{-\beta} d$ для перечисленных диэлектриков. Наконец, для очень толстых пленок зависимость электрической прочности от толщины становилась незначительной.

Характерно также, что для тепловой формы пробоя согласно модели Клейна (см. выше) аналитическая зависимость для эффекта упрочнения имеет вид $F_{\text{пр}} \sim I_{\text{п}}^{0,5} (d^{-1})$ и качественно похожа на рассмотренную выше для случая электрической формы пробоя. Это обстоятельство существенно усложняет интерпретацию экспериментальных данных, наблюдаемых различными авторами, и может привести к различным объяснениям одного и того же процесса. Для получения однозначного вывода относительно доминирующей формы пробоя в некристаллическом диэлектрике следует привлечь дополнительные данные, например температурную зависимость пробивного поля, учесть роль степени структурной разупорядоченности и т. д.

Влияние температуры. Для модельных кристаллов теория электрического пробоя предсказывает слабое увеличение $F_{\text{пр1}}$ с ростом температуры [160, 163, 171], тогда как теория теплового пробоя дает относительно резкую зависимость противоположного типа вида $F_{\text{пр1}} \sim T^{-0,5}$ для материалов с низкой собственной электрической

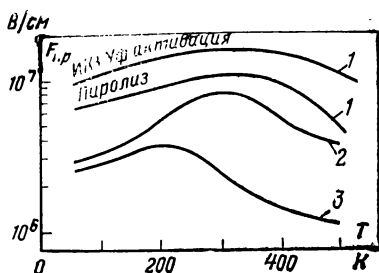


Рис. 4-24. Зависимость пробивной напряженности электрического поля на постоянном токе от температуры диэлектрика для пленок SiO_2 (1), Al_2O_3 (2) и GeO_2 (3), полученных УФ + ИК-активацией паров ЭОС.

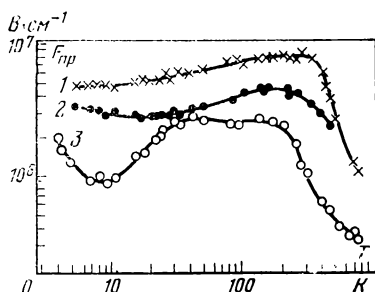


Рис. 4-25. Зависимость пробивного поля от температуры для различных диэлектриков.

1 — $\text{Si}_3\text{O}_4\text{N}_2$; 2 — $\text{SiO}_2 \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{GeO}_2$; 3 — $\text{GeO} \cdot \text{SiO}_2$. Толщина диэлектрика 0,25 мкм.

прочностью или более плавную вида $F_{\text{пр}} \sim \ln T^{-1}$ для диэлектриков большим потенциалом электростатической ионизации [164]. Для аморфных диэлектриков такая теория отсутствует, поэтому приходится использовать экспериментальные данные с их последующей интерпретацией в рамках известных моделей.

Зависимость электрической прочности от температуры различных диэлектрических пленок, полученная авторами, приведена на рис. 4-24, 4-25. Видно, что зависимость $F_{\text{пр}}(T)$ у реальных диэлектриков имеет весьма сложный характер, что позволяет допустить наличие смешанной электрической при низких температурах и тепловой при высоких формах пробоя.

Температурная зависимость электрической прочности усложняется наличием микронеровностей и выступов на поверхности диэлектрика и присутствием в пленке структурных дефектов. Следует проводить измерения на модельных и достаточно толстых образцах. С этой целью нижний электрод наносился авторами на грунтовой подслои SiO_2 толщиной 2 мкм, а измерение тол-

щинной и температурной зависимости электрической прочности проводилось на образцах с клиновидным распределением толщины для устранения влияния разброса технологических факторов.

Обычно величина порогового поля, соответствующего началу развития лавины в аморфном диэлектрике, нелинейно возрастала с увеличением T вплоть до температур, когда кривая $F_{\text{пр1}}(T)$ начинала достигать насыщения.

Так как подвижность ионов экспоненциально растет с температурой, относительно слабая зависимость $F_{\text{пр1}}(T)$, представленная на рис. 4-24, предполагает незначительный вклад ионной составляющей в пленках ковалентных диэлектриков при этих температурах в общий механизм пробоя. С ростом температуры увеличивается вклад термоэмиссионного тока в пробой, становится заметным разогрев материала диэлектрика под действием больших плотностей рабочего тока, а также искажение поля объемным зарядом в пленке и поляризационные эффекты.

Анализ кривых зависимости $F_{\text{пр2,3}}(d, T)$ здесь не проводится, так как рассмотрение электрического пробоя дефектных структур выходит за рамки данной книги. Интерпретация экспериментальных данных в этом случае усложняется стимулированным вкладом пробоя по макродефектам, искажением поля локальным объемным зарядом на ловушках, шнурованием тока в предпробойном состоянии и др. Отметим лишь, что для материалов с однородной аморфной структурой экспериментальные данные хорошо объясняются развитой выше моделью для ионных или ковалентных диэлектриков, содержащих флуктуации плотности вещества, на основе представлений об инжекционно-стимулированном электронном механизме развития лавины в диэлектрике.

Таким образом, экспериментальные данные, полученные для пленок пироактивированных окислов в области температур выше комнатных, могут быть объяснены с помощью развитой выше теории пробоя неупорядоченных конденсированных систем, которая предсказывает степенной характер изменения электрической прочности с температурой вида $F_{\text{пр}} \sim T^{-\beta}$, где абсолютное значение параметра β заключено в интервале $0 < \beta < 1$. В области низких температур зависимость $F_{\text{пр1}}(T)$ достаточно хорошо описывается в рамках модели ударной ионизации,

развитой для кристаллов [166—170]. Модель, предложенная в § 4-6 настоящей работы, может оказаться пригодной, если учесть, что характер изменения тока эмиссии от температуры зависит более резко, чем основные параметры пробоя, входящие в выражения для R и K_L (см. уравнение токового баланса для неупорядоченных систем в § 4-5). Действительно, при низких температурах R и K_L почти не зависят от температуры, а ток эмиссии в диэлектрик, стимулирующий пробой, является преимущественно туннельным и не зависит от T , если пренебречь рассеянием туннелирующих носителей на оптических фонах, которое, как показано в [164, 169], мало при низких температурах. В этом случае для $F_{\text{пр1}}(T)$ получаем либо слабо возрастающую с ростом T зависимость, либо $F_{\text{пр1}}$ в нулевом приближении вообще не зависит от температуры.

Влияние материала электродов. При анализе зависимости электрической прочности некристаллических диэлектриков в МДМ- или МДП-структурах указываются следующие причины: влияние высоты и отчасти ширины потенциального барьера у катода для различных металлов, накопление зарядов у анода и захват электронов в прикатодной области диэлектрика, роль степени дефектности диэлектрика и состояния границы раздела диэлектрик-металл или диэлектрик-полупроводник, влияние окисной пленки металла, роль химической активности и поверхностных состояний различных примесей, адсорбированных на поверхности металла или диэлектрика и др. Строгий количественный учет перечисленных факторов и их влияние на $F_{\text{пр}}$ представляет собою чрезвычайно сложную задачу.

Авторам в ходе исследований, проводившихся на окисных диэлектриках, полученных активационным разложением различных органических соединений, не удалось найти однозначную и достаточно строгую корреляцию между $F_{\text{пр1}}$ и работой выхода из металла Φ или величиной эффективного потенциального барьера у катода. Наиболее четкая степенная зависимость вида $F_{\text{пр1}} \sim \Phi^{\zeta}$, где параметр ζ не превышал 1, наблюдалась у пленок SiO_2 , не содержавших дефектов. У пленок Al_2O_3 такая зависимость выполнялась лишь для следующих металлов Au, Pt, Cr, Ni, Nb, Mo, W и Ta. Металлы типа Ag, Al, Zn, In, Bi и Pb давали значительный разброс, величина которого превышала на 5A% ошибку. Воз-

можно, что такие металлы весьма активны по отношению к Al_2O_3 , в результате чего формируется окисная пленка у катода и происходит перераспределение поля. Для пленок GeO_2 однозначная зависимость отсутствовала вообще, что в значительной степени связано с дефектной структурой этих пленок, для которых характерно преобладание электрической прочности типа $F_{\text{пр}2,3}$.

На рис. 4-25 показано, что с уменьшением $F_{\text{пр}1}$ максимум пробивного поля сдвигается от ≈ 580 К для SiO_2 до ≈ 200 К для GeO_2 . Аналогичная тенденция температурного сдвига максимума $F_{\text{пр}1}(T)$ на рис. 4-25 соответствует изменению степени упорядоченности в структуре пленок. По-видимому, у пленок $\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$ разупорядоченность структуры наименьшая (имеются в виду области с большими флуктуациями плотности, в которых лавина зарождается в первую очередь), а степень насыщения валентных связей наибольшая.

Анализируя работы авторов книги, Осборн и Ормонд [185] отмечали достаточно низкое абсолютное значение $F_{\text{пр}1}$ для пироактивных пленок SiO_2 и Al_2O_3 [5, 211, 217, 218], связанное по их предположению с дефектностью структуры окислов. Значение оптимального пробивного поля $\langle F_{\text{пр}1} \rangle$ определено из гистограмм распределения $\langle F_{\text{пр}1}(\Phi) \rangle$ по данным не менее 200 измерений. Если воспользоваться результатами этой работы и построить график зависимости $\langle F_{\text{пр}1}(\Phi) \rangle$, то оказывается, что экспериментальные точки довольно хорошо ложатся на прямую, описываемую в билогарифмических координатах степенной зависимостью с показателем степени у Φ порядка $0,42 \pm 0,01$.

Таким образом, мы получили результат для Φ , почти в 2 раза меньший, чем предсказываемый простой моделью для идеальной аморфной среды [5], где $\Phi \sim 0,75$.

С одной стороны, развитая выше феноменологическая модель пробоя аморфного диэлектрика не может служить идеальным приближением для пироактивированных пленок SiO_2 . С другой, можно подобрать неизвестные параметры в расчетных формулах [см. § 4-4, 4-5], так чтобы обеспечить высокую точность совпадения с теоретической зависимостью экспериментальной кривой $F_{\text{пр}1} \sim \Phi^{0,42}$. Наконец, сам факт существования простой степенной зависимости $F_{\text{пр}}(\Phi)$ позволяет сделать вывод о правомочности использования для данного клас-

са материалов метода расчета электрической прочности, развитого в предыдущем разделе.

Заметим, однако, что для пироактивированных пленок Al_2O_3 и GeO_2 описанная выше процедура нахождения зависимости $F_{\text{пр1}}(\Phi)$ не приводит к столь прозрачным результатам. Здесь наблюдается сильный разброс экспериментальных данных в зависимости от условий

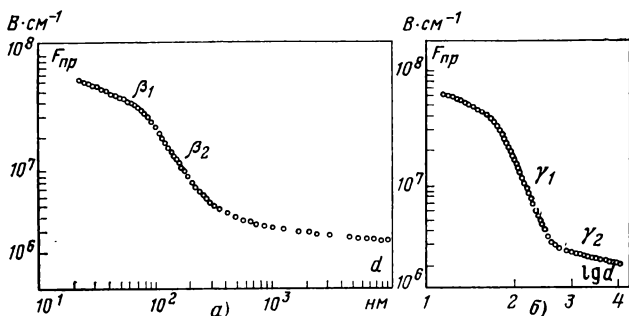


Рис. 4-26. Зависимость пробивного поля от толщины диэлектрика для пленочных систем $\text{Cr}-\text{SiO}_2-\text{Cr}$.

получения МДМ-структур. Вероятно, влияние технологических параметров на $F_{\text{пр2}}$ и $F_{\text{пр1}}$ у этих материалов выражено настолько сильно, что метод гистограмм приводит к довольно большим расхождениям.

Влияние заряженных дефектов. В предыдущих разделах было показано, что удовлетворительное сопоставление эксперимента с теорией корректно проводить лишь для однородных аморфных пленок SiO_2 . Вполне естественно проследить, как изменится характер описанных выше зависимостей $F_{\text{пр1}}(d, T, \Phi)$ для тех же пленок, но содержащих теперь заряженные дефекты или примесные ионы Si^+ .

Для аморфных пленок SiO_2 в интервале толщин 30 нм—10 мкм была экспериментально определена зависимость $F_{\text{пр1}}(d)$. Для удобства анализа экспериментальная кривая построена на рис. 4-26 в координатах $\lg F_{\text{пр}}-\lg d$ и $\lg F_{\text{пр}}-\lg \lg d$. Видно, что при толщине пленки 30—70 нм экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую с наклоном β около 0,47, что соответствует степенной функции $F_{\text{пр1}}$ около $d^{-\beta}$, а при d около 80—200 нм — на прямую с наклоном $\approx 1,55$ (рис. 4-27, а).

Менее четко выражена линейная зависимость, соответствующая обратной логарифмической функции $F_{\text{пр}} \approx \approx \ln^{-1} d$ на рис. 4-26,б. Однако и здесь для толщин 80—400 нм и 0,7—10 мкм в первом приближении можно указать два линейных участка с наклоном $\gamma_1 \approx 10$ и $\gamma_2 \approx 0,6$ соответственно. Область толщин 90—200 нм, где не выполняется ни один из указанных типов зависи-

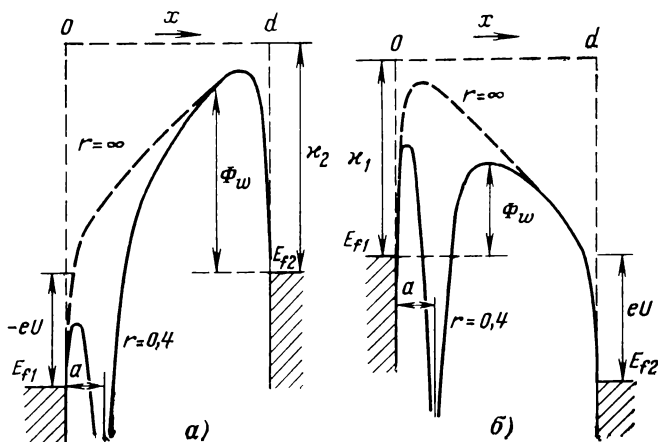


Рис. 4-27. Энергетическая диаграмма МДМ системы с учетом наличия в диэлектрике ионных дефектов. Положительный потенциал на металле 1 (а); на металле (б).

r — параметр ионизации; a — относительное положение примесного иона или заряженного комплекса (r и a в единицах толщины диэлектрика).

мости для $F_{\text{пр}}(d)$, следует, по-видимому, отнести к переходной области, где функция $F_{\text{пр}}(d)$ имеет более сложный аналитический характер.

Строгая теория пробоя аморфных пленочных диэлектриков в настоящее время отсутствует, поэтому сопоставление экспериментальных данных с модельными зависимостями сильно затруднено. Если воспользоваться, например, приближенными выражениями для $F_{\text{пр}}(d)$ из § 4-5, то даже там зависимость $F_{\text{пр}}(d)$ при больших d имеет вид трансцендентной функции вида $d^{-2} \sim F_{\text{пр}}^{2+1} \exp(-F_{\text{пр}}^2)$, поэтому идеальная логарифмическая кривая во всем интервале толщин диэлектрика может не наблюдаться. В целом, однако, согласия теории с экспериментом следует добиваться путем учета реальных условий, существующих в диэлектрических пленках при пробое.

Определенный интерес в этом отношении вызывает существование на экспериментальных кривых $F_{\text{пр1}}(d)$ при $d < 100$ нм участка перегиба, когда функция $\frac{\partial^2}{\partial d^2} F_{\text{пр1}}$

изменяет знак. Участок такого перегиба отчетливо наблюдался у пленок SiO_2 и Al_2O_3 . Объяснение этого эффекта можно попытаться связать с дополнительным туннелированием в диэлектрик за счет высокой концентрации (порядка d^{-2}) ионных дефектов, создающих сильное локальное нарушение потенциального барьера. В [97] указывалось на значительное искажение высоты и прозрачности барьера, обусловленного влиянием локализованных ионов, поверхностных диполей и проникновением поля со стороны электродов (рис. 4-27). Если предположить существование заряженных дефектов в пленке, концентрация которых может резко возрасти с ростом поля (например, при ионизации полем неглубоких ловушек), это приведет к понижению потенциального барьера и существенному увеличению туннельного тока через пленку. Выше (см. § 4-6) указывалось, что эффективное снижение барьера может быть обусловлено увеличением степени разупорядоченности структуры. Последнее обстоятельство приводит к аддитивному вкладу в изменение прозрачности барьера. Величина критического поля в этом случае может быть достигнута при менее высоких критических полях. Это в свою очередь вызовет понижение скорости роста $F_{\text{пр}}$ с уменьшением d .

Экспериментальная проверка высказанных предположений осуществлялась на пленочных системах $\text{Gr}-\text{SiO}^{+}_2-\text{SiO}_2-\text{Gr}$. Симметричные электроны снижают эффект униполярности, обусловленный различием в высотах потенциальных барьеров на контактах, хотя в [197] указывалось на незначительное влияние материала электродов на величину $F_{\text{пр}}$ по сравнению с состоянием их поверхности. Удавалось подобрать такой режим выращивания нижнего электрода и диэлектрика (при достижении динамического равновесия системы пленка — пар в процессе термической диссоциации активированных ЭОС), что высота неровностей у них не превышала 2—3 нм, а сквозные поры, характерные для пиролитически выращенных пленок, почти отсутствовали.

Из рис. 4-27 следует, что максимальное ослабление барьера для электродов наблюдается при контактирова-

нии ионов с отрицательным электродом, поэтому участок перегиба на кривой $F_{пр1}(d)$ должен в первую очередь появляться в случае отрицательной полярности электрода, обращенного к легированной ионами части диэлектрика.

Приготовление образцов в этом случае осуществлялось по следующей схеме. На тщательно обработанную керамическую подложку пиролизом (с УФ+ИК предварительной активацией) тетраэтоксилана в вакууме наносился грунтующий подслои SiO_2 , обладавший очень ровным микрорельефом поверхности (высота микронеровностей не более ± 2 нм). Затем пиролизом МОС с ИК-активацией наносился слой хрома, являющегося нижним электродом, на который наращивался слой SiO_2^+ активационным разложением паров ТЭОС в плазме тлеющего или ВЧ разряда, сверху наносился грунтующий слой SiO_2 . Толщина диэлектрика, легированного ионами, достигала ≈ 20 нм нейтрального слоя — 20—500 нм. Металлический верхний электрод наносился пиролизом паров МОС в вакууме $7 \cdot 10^{-2}$ Па (использовались преимущественно пары бисэтиленбензолхрома).

Исследование спектров ИК-поглощения пленок SiO_2 в диапазоне длин волн 2,5—50 мкм указывает на существование большого количества неглубоких уровней (до 0,6 эВ), способных ионизоваться в электрических сильных полях. Вероятно, такие уровни создают кислородные вакансии в нарушенной структуре кварца. Изучение оптического поглощения [93] в интервале 0,2—2,5 мкм показало, что пиролитическое выращивание в вакууме с очень медленными скоростями дает однородные по составу пленку SiO_2 с чрезвычайно низкой концентрацией заряженных дефектов и глубокими (ниже 2,2 эВ) ловушками [219].

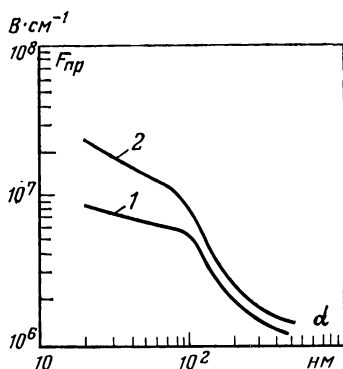


Рис. 4-28. Зависимость пробивного поля от толщины диэлектрика в системе $\text{Cr-SiO}_2\text{-SiO}_2^+\text{-Cr}$ при отрицательной (1) и положительной (2) полярности нижнего электрода.

Результаты экспериментального исследования пробоя в пленочных системах $\text{Cr}_2\text{—SiO}_2^+ \text{—SiO}_2 \text{—Cr}$ показаны на рис. 4-28. Видно, что наличие предполагаемых положительно заряженных ионных дефектов действительно сдвигает область перегиба кривой $F_{\text{пр1}}(d)$ в сторону больших толщин, а влияние полярности приложенного напряжения указывает на уменьшение потенциального барьера со стороны SiO_2^+ . Одновременно происходит уменьшение абсолютной величины $F_{\text{пр}}$, что указывает на влияние дефектов на величину порогового поля, соответствующего рождению лавины в пленке.

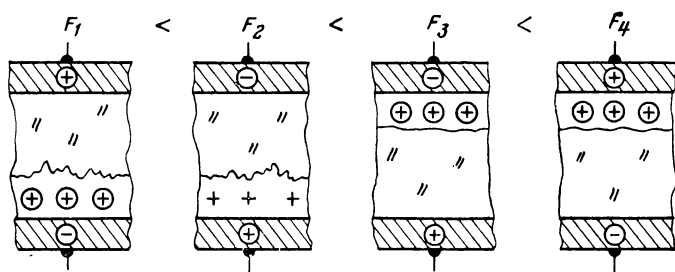


Рис. 4-29. Влияние положения слоев на величину пробивного поля образцов.

При изменении порядка операций приготовления образцов, когда пленка SiO_2^+ наносилась после грунтового слоя SiO_2 , при той же полярности внешнего напряжения наблюдалось заметное понижение абсолютной величины $F_{\text{пр}}$ (говорить об $F_{\text{пр1}}$ в этом случае не корректно из-за значительного влияния дефектов структуры слоя SiO_2^+ на пробой). Тщательные исследования были выполнены для образцов двух типов с толщиной $\text{SiO}_2^+ \approx 30$ нм и $\text{SiO}_2 \approx 100$ нм (1), $\text{SiO}_2 \approx 400$ нм (2). Обнаруженная при этом зависимость $F_{\text{пр}}$ от расположения слоев по отношению к верхнему и нижнему электродам с учетом полярности внешнего напряжения схематически показана на рис. 4-29. Замечено также, что для образцов типа 2 зависимость, изображенная на рис. 4-29, проявляется значительно слабее. Это, по-видимому, подтверждает высказанную в [220] точку зрения о влиянии неоднородностей поля, обусловленных структурными мак-

родефектами в пленке, так как естественно предположить, что слои SiO_2^+ обладают более дефектной структурой по сравнению с SiO_2 . С другой стороны, наращивание SiO_2 на SiO_2 должно сопровождаться возникновением в основном (бездефектном) диэлектрике большого количества структурных несовершенств. Понижение электрической прочности в таких системах следует связывать с электродными эффектами.

Количественная интерпретация полученных данных связана со значительными трудностями учета различных факторов, число и роль которых резко увеличиваются при переходе к сильным полям, поэтому мы ограничиваемся здесь областью полей, когда «сглаживающим» влиянием положительного электрода на ионы (см. [197]) можно пренебречь.

Эффект Пика в диэлектрических пленках. В ряде случаев пробивное поле у дефектных образцов может изменяться во времени; так, для ряда диэлектриков на постоянном напряжении может наблюдаться падение их электрической прочности в зависимости от длительности выдержки под напряжением $U > U_0$, где U_0 иногда называют напряжением формовки пробоя [5, 197]. Этот эффект описывается так называемым законом Пика

$$U_{\text{пр}} = U_0 + \alpha t^{-1/4}, \quad (4-78)$$

где $U_{\text{пр}}$ — пробивное напряжение образца в момент времени t ; U_0 — не зависящее от времени выдержки пороговое напряжение пробоя при формовке; α — постоянная Пика; t — время выдержки образца под напряжением. Обычно эффект Пика связывается с термической нестабильностью диэлектрика под действием протекающего в предпробойном состоянии через диэлектрик тока и наблюдается у материалов с большим содержанием дефектов.

Аналогичный эффект наблюдался авторами у пленочных структур $\text{Al—GeO}_2\text{—Al}$ с напыленными электродами из алюминия. В случае электродов, выращенных пироактивационным разложением соответствующих МОС, зависимость вида $\alpha t^{-1/4}$ усложнялась появлением дополнительных членов вида $\beta t^{-1/st}$, где $s \ll 1$. Пленки алюминия напыляли в вакууме $1,33 \cdot 10^{-4}$ Па, толщина диэлектрика составляла 0,6 мкм, металлических электродов — 0,3 мкм. Для устранения краевых токов утечки при пробое (торцевые утечки из-за разновысотности со-

седних слоев) применялась конструкция образцов с охранным кольцом из SiO_2 и кольцом с нулевым потенциалом из золота (для устранения разряда по поверхности). Измерение предпробивных токов и токов утечки осуществлялось электрометром с программным выходом на печатающее устройство или на ленту самописца. Запись длинновременных процессов производилась при линейно возрастающем напряжении со скоростью развертки (0,5÷10) В/мин. Образец при измерениях термостатировался с точностью $\pm 0,1^\circ\text{C}$ и находился в темноте.

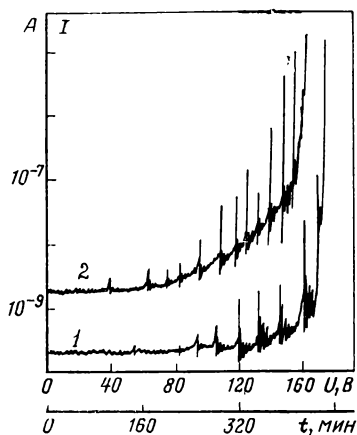


Рис. 4-30. Диаграмма изменения тока через образец при воздействии линейно изменяющегося напряжения. Полярность верхнего электрода. 1 — отрицательная; 2 — положительная.

Типичные кривые записи тока утечки через образец в функции медленно возрастающего напряжения различной полярности показаны на рис. 4-30. В отличие от данных, полученных в работах, где для симметричных систем зависимость $U_{\text{пр}}$ и U_0 от полярности внешнего напряжения отсутствовала, в данном случае кривые тока утечки при различной полярности приложенного напряжения имели различный характер. Более отчетливо эффект Пика проявлялся при положительной полярности

верхнего алюминиевого электрода, для которого $U_{\text{пр}} \sim 160$ В и $U_0 \sim 50$ В. Нелинейный характер роста тока утечки во времени сопровождался большим количеством частичных пробоев. Каждый из таких пробоев отличался высоким уровнем токовых шумов и экспоненциальным ростом амплитуды флуктуаций проводимости диэлектрика. При обратной полярности ($U_{\text{пр}} \sim 170$ В и $U_0 \sim 87$ В) частичные пробой были довольно редкими и появлялись при более высоком напряжении. Амплитуда токовых флуктуаций и число флуктуаций (частичных пробоев) резко уменьшались, тогда как характер изменения амплитуды флуктуаций тока менялся на обратный: перед каждым частичным пробоем уровень тока

экспоненциально уменьшался. Можно связать последнее с поляризационными процессами в тонкопленочных МДМ-системах с дефектным диэлектриком под действием сильного электрического поля (см. гл. 3).

Характер изменения $U_{пр}(t)$ в общих чертах был аналогичен описанному в [171]. Таким образом, следуя [171], можно определить аналитический характер эффективного снижения электрической прочности у тонких слоев GeO_2 в функции длительности приложенного поля (рис. 4-31). То обстоятельство, что экспериментальные точки довольно хорошо укладываются на прямую в соответствующих координатах, указывает на выполнение закона Пика для образцов типа GeO_2 . Пересечение прямой с осью абсцисс позволяет определить пороговое напряжение U_0 , соответствующее $8 \cdot 10^5$ В/см. При $t > 0,7$ кривая выходит на

плато, характеризующее уровень собственной электрической прочности диэлектрика (т. е. величину $F_{пр1}$), который для пленок GeO_2 составлял $(2,7 \div 3,1)$ МВ/см.

Эффект снижения электрической прочности в некристаллических диэлектриках (для пиролизических пленок GeO_2 до ≈ 110 В, для пироактивационных — до 80 В) имеет существенное значение при практическом использовании этих материалов. Зависимость $U_{пр}$ и U_0 от полярности приложенного напряжения можно связать с различием в условиях эмиссии из верхнего и нижнего электродов, так как мало вероятно, чтобы оба металлических слоя, получаемые, строго говоря, в разных технологических условиях, имели одинаковые контактные барьеры.

Б. РАЗВИТИЕ ЛАВИНЫ В НЕКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Изучение второй стадии пробоя, характеризующей развитие лавины в пленке во времени, представляет собой довольно специфическую и весьма сложную в техни-

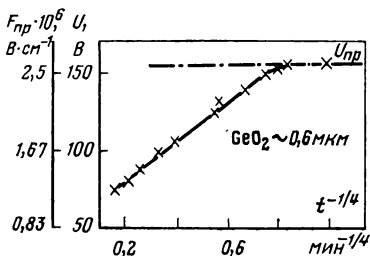


Рис. 4-31. Зависимость пробивного напряжения от времени выдержки диэлектрика в постоянном электрическом поле.

ческом отношении задачу. Последняя еще больше усложняется в связи с необходимостью регистрации быстрых и подчас неуправляемых процессов развития лавины в тонкой изолирующей пленке. Теория этих процессов развивалась лишь применительно к газовому разряду [165]. Лишь недавно [197] была предпринята попытка исследовать динамику формирования быстрых лавин в диэлектрике.

В настоящем разделе будут описаны наиболее характерные закономерности развития пробоя в пироактивированных окисных пленках, определены влияние степени структурного разупорядочения пленок на характер развития лавины, динамика роста стримеров в твердом теле и необратимые изменения, возникающие в пленках на заключительном этапе развития и затухания стримера. Следует подчеркнуть, что основное внимание здесь уделяется дефектным пленкам (соответственно находятся $F_{\text{пр2}}$ и $F_{\text{пр3}}$), так как именно в этих образцах удастся наиболее четко выявить характерные детали формирования и развития лавины.

Влияние степени разупорядоченности структуры. В подавляющем большинстве случаев пробой тонких диэлектрических пленок начинается в дефектных местах или областях с повышенной напряженностью электрического поля, поэтому, исследуя поверхность пробитых пленочных МДМ-структур, можно наблюдать отдельные точки и пятна, которые при большом увеличении представляют собой кратеры с выгоревшим в местах прохождения лавины электродом. Визуальное наблюдение характера развития лавины затруднено из-за высокой скорости ее распространения в диэлектрике. Возможны, однако, случаи, когда пробой представляет собой комбинацию точечных пробоев в «слабых местах», переходящих в поверхностный разряд по дефектам на границе диэлектрика с анодом. Если число таких дефектов велико, а скорость развития лавины по дефектам достаточно мала, то можно с помощью скоростной киносъемки наблюдать характер развития лавины в диэлектрике.

Указанный метод использовался при изучении пробоя в тонких окисных пленках алюминия [211]. Методика приготовления образцов основывалась на пироактивационном разложении паров ацетилацетоната алюминия в тлеющем разряде или пиролизе в атмосфере аргона.

Описанные методы позволяли получать однородные по составу аморфные пленки Al_2O_3 с минимальным числом дефектов и ровным микрорельефом поверхности. Разложение в тлеющем разряде на подогреваемой до 250°C подложке обеспечивало, однако, получение поликристаллических дефектных пленок окиси алюминия с размерами зерен до 50 нм и высотой микронеровностей поверхности до 30 нм.

Фотографирование пробоя осуществлялось по специальной методике кинокамерой, дающей до 10^5 снимков в 1 с. Оптическая система на базе металлографического микроскопа МИМ-8 обеспечивала увеличение $\times 2000$. Измерения осуществлялись на симметричных пленочных структурах $\text{Au}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SnO}_2$ с толщиной диэлектрика 0,2 мкм. Верхний электрод, служивший анодом, был прозрачным, что облегчало наблюдение лавин по поверхности диэлектрика. Величина удельного сопротивления для активированных пленок Al_2O_3 , полученных в инертной среде, достигала $\approx 4 \cdot 10^{16}$ Ом·см, в тлеющем разряде — $5 \cdot 10^{14} - 10^{15}$ Ом·см. Показатель преломления составлял $\approx 1,78$; пленки, выращенные в разряде, были оптически менее плотными.

Для пленок Al_2O_3 , полученных в инертной среде, преобладал пробой по точечным дефектам. Развитие лавины происходило почти одновременно в нескольких участках и сопровождалось сильным искрением с последующим выгоранием анода и диэлектрика в местах прохождения лавины. Форма кратеров при пробое обычно круглая, диаметром до 20 мкм. Пробой таких пленок может осуществляться либо путем одиночных лавин, либо путем ряда шнуров плазмы, сливающихся благодаря тепловому эффекту в один кратер. Внутри кратера бывают видны капли вещества, близкого, как показал микроструктурный анализ, по составу к алюминию, образовавшемуся при расплавлении диэлектрика. Вероятно, при пробое происходит восстановление Al_2O_3 до почти чистого алюминия. Примесей Au и Sn в Al не обнаружено. Отметим, что указанные данные наблюдались при пробое в вакууме $1,33 \cdot 10^{-4}$ Па. При пробое на воздухе происходит обычно окисление испаряющегося при пробое алюминия до нестехиометричного окисла.

У пленок Al_2O_3 , полученных в разряде, лавины возникали в многочисленных местах скопления дефектов. Последующее развитие пробоя происходило по каналам

с повышенной проводимостью, переходя в поверхностный стримерный пробой, и сопровождалось свечением [220]. Была обнаружена прямая взаимосвязь между степенью дефектности структуры и числом плазменных стримеров в диэлектрике. Рождение лавины начинается обычно в некоторой точке с повышенной локальной напряженностью электрического поля. Затем она переходит в стримерный разряд по границе с анодом. Такой стример состоит из большого числа страт, аналогичных разрядам в газах [220].

Удавалось наблюдать еще одну особенность стримерного развития лавины в пленке, когда часть стримера проходит в глубине диэлектрика, а часть по границе с анодами, при этом направление распространения плазменного стримера может быть самым различным. Радиус закругления страт возрастает по мере удаления от точки рождения стримера или его выхода к аноду. В момент свечения при пробое дефектного диэлектрика при большом увеличении бывает видно, что это свечение является результатом излучения большого количества случайно ориентированных стримеров. Спектральные кривые излучения не описываются нормальным законом распределения по интенсивности, но обнаруживают максимум при длине волны 460 нм.

Согласно оценкам время развития лавины у аморфных образцов не превышало 10^{-6} с. Время развития стримера у дефектных образцов может достигать 10^{-3} с. Различная яркость страт стримера указывает на различную температуру отдельных участков плазмы. Температура плазмы сильно колеблется как в пределах отдельных участков стримера, так и при переходе от одного стримера к другому.

Таким образом: характер развития пробоя пироактивированных пленок Al_2O_3 связан с условиями получения и определяется степенью их дефектности. Природа дефектов, стимулирующих стримерный пробой в пленках данного типа, в настоящее время не ясна. Помимо чисто структурных дефектов, определяющих неоднородности распределения электрического поля, в диэлектрике могут присутствовать области неполного окисления алюминия, которые, обладая повышенной электропроводностью, стимулируют рождение лавины, являясь одновременно каналами ионизации. Вероятность ударной ионизации должна быть также повышена в областях с незавершен-

ными связями $Al=0$, играющими роль ловушек в диэлектрике.

Наблюдение за поверхностью образцов при пробое позволяет зафиксировать скорее более позднюю стадию пробоя, в то время как момент рождения лавины в толще диэлектрика остается неизученным. С другой стороны, при малой толщине пленки роль объема уменьшается, поэтому можно допустить, что у тонких дефектных образцов Al_2O_3 характер развития лавины у поверхности анода аналогичен процессам, протекающим в его объеме.

Глава пятая

ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИЭЛЕКТРИКОВ В ПРИБОРАХ

5-1. Приборы высокотемпературной микроэлектроники

В последние годы пленочные диэлектрики начинают интенсивно использоваться в различных областях высокотемпературной микроэлектроники. Создаются тонкопленочные активные и пассивные элементы, содержащие тонкий (от 20 нм до 1 мкм) слой высокотемпературного диэлектрика, работающие на основе эмиссии электронов в вакуум, в виде полевых устройств, датчиков радиационного излучения и др. при температуре до 400°C . Однако большинство разработок высокотемпературной электроники пока еще находятся на стадии лабораторных исследований, что затрудняет анализ полученных в этой области результатов из-за недостатка сведений об их сроке службы, надежности, стабильности и др.

Некоторые практические результаты получены при разработке высокотемпературных пассивных элементов, конденсаторов, резисторов, коммутационных элементов, предназначенных для работы в электронных устройствах при температуре окружающей среды до $350\text{—}400^\circ\text{C}$. Ниже описаны свойства и рабочие характеристики высокотемпературных пленочных RC -элементов микросхем.

подавляющее большинство пленочных RC -элементов используется в настоящее время в различных устройствах при температурах не выше $125\text{—}150^\circ\text{C}$. Попытки изготовить высокотемпературные стабильные пассивные элементы микросхем наталкиваются на серьезные технологические трудности, связанные с выбором соответствующих пленочных материалов и методов их осажде-

ния. Наиболее жесткие требования при этом предъявляются к материалу диэлектрика, значительные трудности возникают также при попытке изготовить термостойкие высокоомные резисторы (керметы) и нанести стабильные защитные покрытия.

В [221] была предпринята попытка изготовить высокотемпературный конденсатор гидролизом паров $\text{SiBr}_4 + \text{N}_2$. Однако полученные этим способом образцы оказались нестабильными из-за миграции неконтролируемой технологической примеси SiO_x (где $x < 2$) в пленках Si_3N_4 . Полностью устранить примесь оказалось невозможным из-за захвата паров влаги при технологическом процессе. В [222] этот способ был видоизменен с целью получения пленочных конденсаторов Mo—SiO_2 —металл, имеющих рабочую температуру до 600°C . Разложение паров SiBr_4 осуществлялось в этом случае в потоке газовой смеси $\text{H}_2 + \text{Ar} + \text{H}_2\text{O}$ (замедляющий окислитель) при температуре 960°C . Полученные конденсаторы могли лишь кратковременно использоваться при температуре до 500°C , однако детальное исследование эксплуатационных характеристик таких конденсаторов не проводилось.

В дальнейшем [223] было показано, что термостойкие пленочные конденсаторы можно получить лишь с помощью высокотемпературных технологических методов при соблюдении тщательных режимов формирующего отжига пленок. В [51, 52] были предприняты попытки использовать парофазные методы для получения пленок высокотемпературных смесей $\text{Si}_3\text{N}_4 + \text{SiO}_2$ и $\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$ в производстве конденсаторов или планарных транзистор-переключателей.

Авторами книги были разработаны двухслойные высокотемпературные пленочные конденсаторы на основе $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—SiO}_2$. Как показано ниже, комбинация перечисленных материалов позволяет при условии выполнения их соответствующей термообработки компенсировать недостатки каждого слоя в отдельности и изготовить стабильные высокотемпературные конденсаторы.

Опытные образцы использовались в микросхемах с рабочей температурой до 400°C . Металлические электроды из молибдена наносились на оптически полированные подложки из лейкосапфира электроннолучевым испарением при температуре 500°C или активационным разложением паров металл-органических соединений мо-

либдена в вакууме $0,06$ Па при 550°C . Толщина электродов $0,15$ мкм, скорость роста пленок молибдена на сапфире достигала $12\text{--}16$ нм·мин $^{-1}$. После осаждения пленки подвергались двукратному отжигу при температуре 600°C в течение 30 мин в вакууме и в атмосфере азота. Структура пленок была микрокристаллической.

Нижний диэлектрик Si_3N_4 толщиной до $0,2$ мкм наносили катодным распылением чистого кремния в атмосфере NH_3 при температуре подложки 250°C , скорость роста пленки 8 нм/мин. Образцы отжигали в атмосфере азота при 500°C в течение 30 мин. Верхний диэлектрик SiO_2 толщиной $0,15\text{--}0,2$ мкм осаждали методом активационного разложения паров тетраэтоксисилана в проточной атмосфере азота при температуре 700°C . Скорость истечения паров рабочей смеси $0,5$ дм 3 /мин, скорость роста пленки 12 нм/мин. Нагрев паров осуществлялся мощным ИК-излучением, активация паров — УФ-излучением. В качестве контактных площадок использовали слой никеля.

Испытания проводились на образцах, выполненных в виде конденсаторных матриц номиналом $80\text{--}150$ и 470 пФ при заданной топологии (от 10 до 100 конденсаторов в матрице). Материал подложки — отожженный лейкосапфир диаметром 20 мм, толщиной $1\text{--}2$ мм, оптически полированный с двух сторон, а также кварц или рубин. Контактные площадки изготавливались из никеля с переходным подслоем из молибдена. Образцы, снабженные специальными никелевыми токовводами, соединялись в корпусе микропроводом из сплава платины, легированной до 10% никелем, и заваривались в вакууме $7\cdot 10^{-5}$ Па в металлическом или керамическом корпусе. Исходный вакуум при испытаниях $1,33\cdot 10^{-4}$ Па, рабочий вакуум после испытаний $7\cdot 10^{-2}$ Па, геттеры не использовались.

Образцы испытывались на срок службы без нагрузки (естественное старение 10 000 ч), с нагрузкой типового режима ВИС 1000 ч и с перегрузкой до 100% — кратковременные циклы. Все испытания проводились при температурах $300\text{--}800^{\circ}\text{C}$. Радиационные испытания проводились для фильтрованного и смешанного типов облучения — нейтроны с энергией до 5 МэВ, быстрые электроны с энергией до 1 МэВ и γ -излучение с энергией квантов до 10 кэВ. Доза излучения изменялась в пределах $5\cdot 10^{13}\text{--}10^{20}$ см $^{-2}$. Смешанное облучение осуществлялось

при комнатной температуре, облучение фильтрованными потоками — при 300—500°C.

Критерий отбраковки, по которому определялся срок службы конденсаторов, был выбран следующий: 10% изменение по емкости, 50% изменение по диэлектрическим потерям, снижение $U_{\text{пр}}$ на 10% и увеличение тока утечки на два порядка. Выбор перечисленных допусков в качестве относительного критерия надежности конденсаторных матриц в пределах указанных отклонений C , $\text{tg } \delta$, $U_{\text{пр}}$ и I_0 обусловлен тем, что при перечисленных

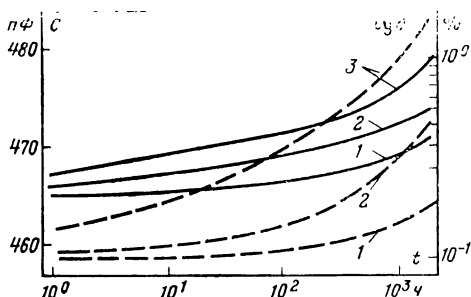


Рис. 5-1. Изменение емкости (сплошная кривая) и тангенса потерь (пунктир) во времени при температурах, °С.

1 — 200; 2 — 300; 3 — 450.

отклонениях от номинала типовые схемы продолжают функционировать, не выходя за пределы ТУ на изделие.

На рис. 5-1 приведены типичные кривые деградации C и $\text{tg } \delta$ типовых образцов во времени при различных температурах. Видно, что пленочные конденсаторы со структурой $\text{Mo—Si}_3\text{N}_4\text{—SiO}_2\text{—Mo}$ выдерживают эксплуатационную температуру до 400°C. При более высоких температурах наблюдается резкое возрастание диэлектрических потерь, появляются необратимые изменения у емкости, которая обычно возрастает, срок службы таких конденсаторов снижается до 100 ч при 500°C и до 20 ч при 700°C.

Как показали исследования, уменьшение срока службы конденсаторов связано в первую очередь с возрастанием тока утечки, что при высоких температурах под нагрузкой приводит к формированию в диэлектрике сквозных каналов проводимости и последующему закорачиванию обкладок. Для высокотемпературных конденсаторов характерно преобладание процессов закорачивания над самовосстановлением типичным для обычных тонкопленочных конденсаторов.

Эффект «самовосстановления» наблюдается преимущественно у тонкопленочных однослойных конденсаторов с диэлектриком, полученным испарением в вакууме. Пробой развивается в дефектных местах и заканчивается образованием каналов микроплазм, в которых за счет сильного перегрева происходит испарение металлических обкладок (обычно анода для электронных лавин, но чаще верхнего электрода).

Для двухслойных структур процесс развития лавины существенно усложняется, развитие каналов микроплазм и динамика пробоя для этого случая исследованы недостаточно.

Явление образования в диэлектрике сквозных каналов проводимости может наблюдаться у аморфных материалов с нарушенной стехиометрией. Попытки описать качественно процесс формирования таких каналов в режиме предпробойного поля были предприняты в [202, 221], однако влияние каналирования на стабильность и срок службы типовых конденсаторов с аморфным диэлектриком практически не изучено. Согласно нашим наблюдениям на большом количестве образцов формирования сквозных каналов с повышенной проводимостью, стимулирующих развитие лавины и пробой конденсаторов, способствуют процессы электродиффузии к границе $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—SiO}_2$.

Обнаружено, что присутствие в пленках SiO_2 точечных дефектов при высоких температурах обуславливает миграцию последних Si_3N_4 , которые, разрастаясь, образуют канал с повышенной проводимостью. Изменение I_0 и $F_{пр}$ в этом случае имеет вид, изображенный на рис. 5-2 (кривая А). Наоборот, если первоначально такие дефекты сосредоточены в слое Si_3N_4 , то с увеличением темпе-

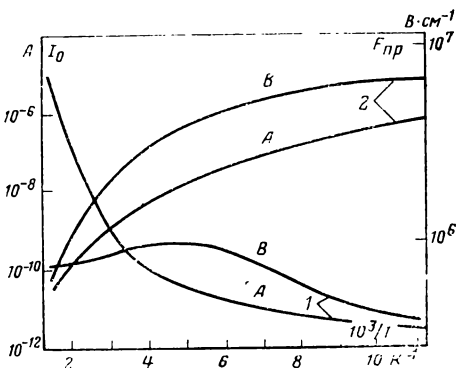


Рис. 5-2. Изменение тока утечки (1) и пробивной напряженности (2) от температуры для образцов со структурой диэлектрика $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—SiO}_2$ (А) и $\text{SiO}_2\text{—Si}_3\text{N}_4$ (В).

ратуры ток утечки падает, а $F_{\text{пр}}$ возрастает за счет нейтрализации кислородными вакансиями избыточных ионов Si^+ в Si_3N_4 , мигрирующих со стороны слоя SiO_2 (кривая В).

Таким образом, миграция кислорода под действием поля из SiO_2 в Si_3N_4 (с последующим замещением азотных вакансий в узлах подрешетки Si^+) приводит к снижению J_0 и повышению эксплуатационной надежности конденсаторов при высоких температурах. Наоборот, миграция азота или азотных вакансий из Si_3N_4 способствует увеличению числа дефектных областей в SiO_2 , что сопровождается снижением срока службы конденсаторов в типовых ИС.

Если дефекты присутствуют в обоих слоях, то под действием внешнего поля происходит встречная миграция вакансий и их накопление на границе раздела диэлектриков в виде объемного заряда, образующего эффективный конденсатор. Собственное поле поляризованных состояний такого конденсатора может оказаться очень большим, так как величина объемного заряда вакансий в дефектных пленках составляет порядка 10^{16} см^{-3} , а эффективное расстояние между поляризованными областями, образующими конденсатор, весьма мало. Если допустить, что это расстояние порядка толщины переходного слоя на границе Si_3N_4 — SiO_2 , т. е. не превышает 10—20 нм (при толщине диэлектрика 0,15 мкм), то в случае сферически изотропного объемного заряда величина внутреннего поля в переходной области может достигать $F_2 \sim 10^6 \text{ В/см}$.

Такое поле может приводить к внутренней электростатической ионизации и стимулирует развитие лавины при повышении температуры. Действительно, с ростом температуры увеличивается скорость миграции вакансий к границе раздела, при этом величина объемного заряда возрастает во времени до тех пор, пока не начнется образование лавины, прорастание канала и закорачивание конденсатора. Число отказов увеличивается с ростом температуры. На рис. 5-3 приведена диаграмма предполагаемого процесса развития внутреннего электростатического пробоя, обусловленного электродиффузией дефектов в аморфных пленках. Видно, что поле

$$F = F_1 + F_2, \quad (5-1)$$

стимулирующее лавину, складывается из внешнего и внутреннего полей.

Известно (224), что при нормальных условиях скорость диффузии дефектов в аморфных пленках SiO_2 и Si_3N_4 низкая, поэтому процесс развития лавины должен формироваться крайне медленно, а частота отказов мала. Однако с ростом температуры этот процесс настолько интенсифицируется, что при температуре выше 500°C становится доминирующим и определяет срок

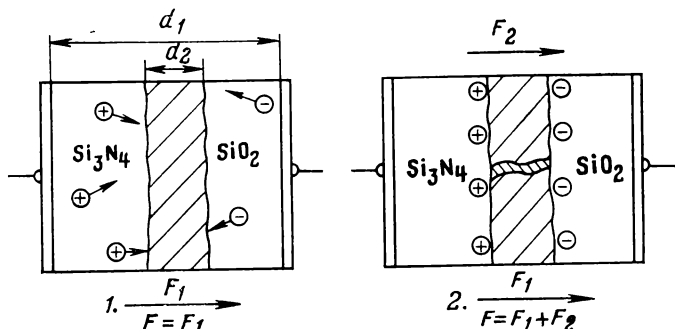


Рис. 5-3. Качественные диаграммы развития канала плазмы в конденсаторе.

1 — начальная стадия; 2 — конечная стадия; d_1 — толщина конденсатора; d_2 — толщина слоя пространственного заряда; F — поле в пленке.

службы ИС. Действительно, коэффициент обычной диффузии экспоненциально возрастает с температурой по закону

$$D_0 = 2,82 \cdot 10^{-14} \exp\left(\frac{1,33\alpha}{kT}\right), \quad (5-2)$$

где энергия активации α зависит от материала и структуры диэлектрика. При наличии внешнего поля процесс ускоряется, т. е.

$$D_I = D_0 + D_E + D_{0E}, \quad (5-3)$$

член

$$D_E = 2,8 \cdot 10^{-4} \exp\left(-\frac{3,16 - eExd_2}{kT}\right) \quad (5-4)$$

соответствует полевому вкладу в процесс дрейфа вакансий, а член

$$D_{0E} = 5,8 \cdot 10^{-11} \exp\left[-\frac{1,25 - e(F_1 + F_2)d_1}{kT}\right] \quad (5-5)$$

описывает влияние полевого дрейфа на взаимную диффузию из SiO_2 .

Учитывая, что $D_1 \gg D_0$, а также экспоненциальную зависимость $D_1(T)$, можно предположить, что частота отказов должна экспоненциально возрастать с температурой, а срок службы конденсаторов соответственно убывать. Такие зависимости подтверждаются на практике и для случая отказов по $U_{пр}$ приведены на рис. 5-4. Видно, что соответствующая зависимость довольно точно описывается экспоненциальной кривой в функции температуры. Лишь в области $T > 560^\circ\text{C}$ наблюдается насыще-

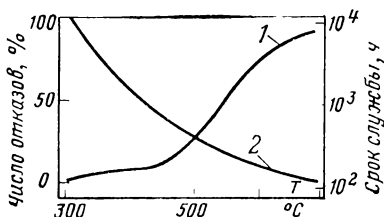


Рис. 5-4. Температурная зависимость частоты отказов (1) и срока службы (2) типовых конденсаторов.

ние кривой отказов, обусловленное отклонением от нормального закона распределения для случайных величин.

Радиационное облучение стимулирует возникновение и последующее накопление структурных дефектов в диэлектрике. Комбинация из двух слов типа Si_3N_4 и SiO_2 частично поглощает такие дефекты. Явление погло-

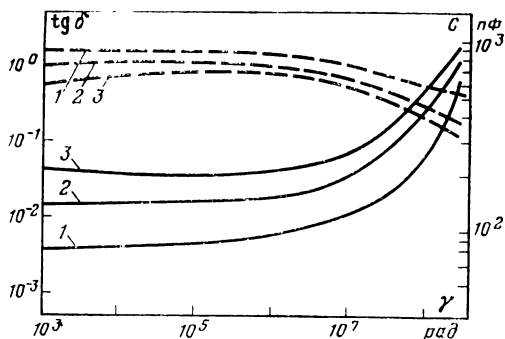
щения обусловлено миграцией радиационных кластеров и вакансий к внутренней границе раздела $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—SiO}_2$. Облучение производилось в реакторе и на γ -установке (Co^{60}).

Энергия быстрых нейтронов до 1 МэВ с плотностью потока от 10^{12} до 10^{17} н·см $^{-2}$. Доза γ -излучения изменялась в пределах $10^4\text{—}10^9$ Р. Испытания на облучение и измерения проводились в вакууме не хуже $7 \cdot 10^{-4}$ Па. Проводимость на постоянном токе измерялась виброэлектронетром М-253 и контролировалась электрометрическим омметром VHR-31A в пределах $10^{-6}\text{—}10^{-15}$ Ом $^{-1}$. На переменном токе измерения осуществлялись мостовыми методами в диапазоне частот $10^3\text{—}8 \cdot 10^7$ Гц. Образцы при облучении нагревались до 50°C , а после облучения отжигались в вакууме при температуре 600°C в течение 1 ч.

Гамма-облучение. На рис. 5-5 показана зависимость диэлектрических потерь и емкости образцов от дозы γ -облучения для различных частот, на которых проводились измерения. Видно, что при дозах $D' < 1$ МР облучение практически не изменяет электрические характери-

стики образцов. При более высоких дозах облучения наблюдается довольно резкое увеличение потерь в диэлектрике. Емкость образцов при γ -облучении начинает монотонно уменьшаться почти при тех же дозах (рис. 5-5). С ростом частоты наблюдается нелинейное увеличение $\operatorname{tg} \delta$ и более плавное уменьшение C .

Рис. 5-5. Зависимость емкости (пунктир) и тангенса диэлектрических потерь (сплошная кривая) пленочных конденсаторов $\text{Mo}-\text{Si}_3\text{N}_4-\text{SiO}_2-\text{Mo}$ от дозы γ -облучения на различных частотах, Гц.
1 — 10^4 ; 2 — 10^6 ; 3 — $8 \cdot 10^7$.



По результатам измерений C и $\operatorname{tg} \delta$ рассчитывалась частотная зависимость проводимости образцов, вид которой для различных доз γ -облучения представлен на рис. 5-6. Видно, что экспериментальная кривая $\sigma(\omega)$ хорошо описывается степенной зависимостью вида $\sigma \sim \omega^{0,8}$. У свежеприготовленных образцов величина показателя степени α частотной зависимости была выше и достигала 0,9. Затем, по мере увеличения дозы облучения, параметр α незначительно увеличивался и достигал $\alpha_{\text{макс}} \sim 0,95 \pm 0,02$ при $D' \sim 1$ МР, после чего α падало до 0,8 при $D' > 20$ МР. После отжига величина α стабилизировалась к $\alpha \sim 0,82 \pm 0,01$. Характерно, что влияние γ -облучения на изменение абсолютной величины $\sigma(\omega)$ является незначительным. При $\omega < 50$ кГц зависимость $\sigma(\omega)$ плавно выходит на насыщение.

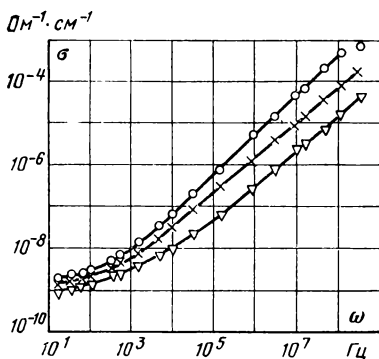


Рис. 5-6. Частотная зависимость проводимости конденсаторов для различных доз γ -облучения, Р.
 ∇ — 10^4 ; $\times$ — 10^6 ; $\circ$ — 10^8 .

Облучение пленок молибдена сопровождалось увеличением их сопротивления на 20% (при номинале 1—2 Ом/квадрат). Нетрудно показать, что влиянием сопротивления обкладок на этих частотах можно пренебречь, так как собственное сопротивление диэлектрика по постоянному току превышало 10^{12} Ом/см. Незначительное уменьшение $\sigma(\omega)$ при $D' > 10$ МР на частотах выше 1 МГц должно быть связано со структурными измене-

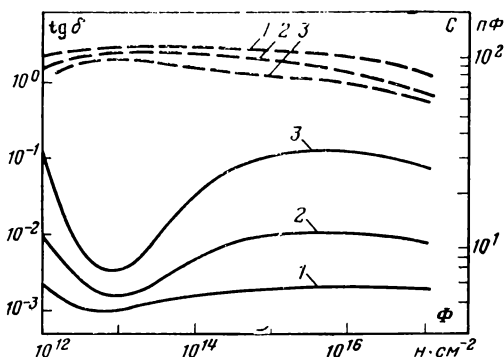


Рис. 5-7. Зависимость C и $\operatorname{tg} \delta$ конденсаторов от дозы нейтронного облучения, обозначения аналогичны рис. 5-5.

ниями в аморфном диэлектрике и в том числе на границе раздела $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—SiO}_2$.

Нейтронное облучение. Зависимость C и $\operatorname{tg} \delta$ от дозы нейтронного облучения Φ типовых конденсаторов $\text{Mo—Si}_3\text{N}_4\text{—SiO}_2\text{—Mo}$ приведена на рис. 5-7 для различных частот. Видно, что зависимость $\operatorname{tg} \delta(\Phi)$ имеет резко выраженный минимум при $\Phi_0 > 10^{13}$ н·см $^{-2}$, стабилизация наступает при дозах выше $5 \cdot 10^{14}$ н·см $^{-2}$, после чего диэлектрические потери практически не зависят от дозы облучения вплоть до $\Phi \sim 5 \cdot 10^{16} \div 10^{17}$ н·см $^{-2}$. Для зависимости $C(\Phi)$ наблюдается обратная картина, т. е. для $\Phi_0 \sim 10^{13}$ н·см $^{-2}$ обнаруживается сильно размытый максимум. С уменьшением частоты внешнего поля, на котором проводятся измерения σ , экстремальный характер кривых убывает.

Частотная зависимость проводимости для различных доз нейтронного облучения показана на рис. 5-8. В отличие от данных рис. 5-6 здесь преобладал квадратичный закон изменения $\sigma(\omega)$. Величина показателя степе-

ни α убывала до $1,6$ с ростом дозы облучения вплоть до $5 \cdot 10^{16}$ н.см $^{-2}$, после чего α переставало зависеть от Φ . Отжиг образцов не изменял ход кривой $\sigma(\omega)$.

При смешанном облучении отожженных образцов наблюдалась стабилизация рабочих характеристик конденсаторов, а частотная зависимость C и $\text{tg } \delta$ становилась более плавной. На рис. 5-9 показаны соответствующие характеристики для различных доз смешанного облучения. Стабилизация характеристик сохранялась до доз 10^{15} н.см $^{-2} + 10^7$ Р. Лишь, начиная с доз $6 \cdot 10^{15} + 2 \cdot 10^7$ Р, наблюдалась деградация C и $\text{tg } \delta$ в области высоких частот.

Анализ полученных данных позволяет сделать следующие предположения. Гамма-облучение не приводит к существенной перестройке энергетической структуры локализованных состояний в пленке аморфного диэлектрика. Перенос заряда в этом случае может осуществляться носителями, возбуждаемыми на локализованных состояниях вблизи края зоны проводимости или валентной зоны, или термополевым забросом с квазиуровня Ферми. Последний механизм, как показано ниже, является доминирующим. Частотная зависимость проводимости в этом случае пропорциональна $\omega \ln^4 (v_F/\omega)$, т. е. приблизительно $\omega^{0,8}$, и обусловлена преимущественно двухцентровыми перескоками. Вкладом большего числа центров можно пренебречь.

Прыжковая проводимость на постоянном токе $\sigma(0)$ для этого случая, хотя и является индивидуальной характеристикой образца, но обычно колеблется в пределах $10^{-12} - 10^{-15}$ Ом $^{-1}$.см $^{-1}$. Температурная зависимость проводимости для структур $\text{Mo}-\text{Si}_3\text{N}_4-\text{SiO}_2-\text{Mo}$ не описывается экспоненциальной функцией, а близка к сверхлинейной вида $\sigma(T) \sim T^\beta$, где $1 > \beta > 2$, что можно объяснить в рамках модели Мотта и Остина [225]

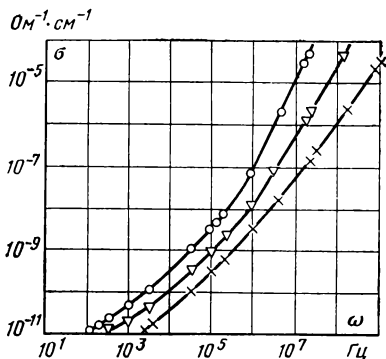


Рис. 5-8. Частотная зависимость проводимости конденсаторов для различных доз нейтронного облучения, н.см $^{-2}$.

○ — 10^{12} ; ▽ — 10^{15} ; × — 10^{17} .

для преобладающих перескоков носителей с энергиями вблизи квазиуровня Ферми.

Если это так, то, зная граничную частоту ω_0 , при которой $\sigma(\omega) = \sigma(0)$, приняв $\nu_{\text{ф}} \sim 10^{12}$ Гц, $T = 300$ К, $\varepsilon^{-1} \sim$

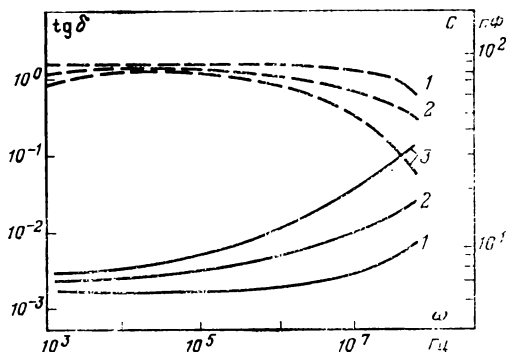


Рис. 5-9. Частотные характеристики C и $\text{tg } \delta$ конденсаторов при различных дозах смешанного облучения.

1— 10^{15} н·см $^{-2}$ + 10^7 Р;
2— 10^{16} н·см $^{-2}$ +
+ $5 \cdot 10^7$ Р; 3—
 10^{17} н·см $^{-2}$ + $5 \cdot 10^8$ Р.

~ 10 нм и $R \sim 0,3$ нм, где $\nu_{\text{ф}}$ — частота фонона, а ε и R — радиус локализованного состояния и среднее расстояние между ними [128], можно из условия

$$\frac{\pi^3}{36} \frac{\exp(2\varepsilon R)}{(\varepsilon R)^5} \frac{\omega_0}{\nu_{\text{ф}}} \frac{kT}{W} \left[l_{\text{п}} \left(\frac{\nu_{\text{ф}}}{\omega_0} \right)^4 \exp \left(\frac{W}{kT} \right) \right] = 1 \quad (5-6)$$

определить значение эффективной энергии активации W , т. е. глубину залегания квазиуровня Ферми в аморфном диэлектрике и ширину полосы локализованных состояний вблизи этого уровня.

Рассчитанная зависимость W для различных доз нейтронного и γ -облучения приведена на рис. 5-10. Видно, что эффективная энергия активации перескоков убывает от 0,1 до 0,025 эВ с ростом дозы γ -облучения от 10^4 до 10^8 Р, при этом $\partial^2 W / \partial D'^2$ обращается в нуль при $D'_0 \sim \sim 10$ МВ, что указывает на изменение физической природы радиационных дефектов в аморфном диэлектрике или на появление дефектов иного типа с малой энергией активации электронных перескоков. Влияние дозы нейтронного облучения имеет обратный характер. Здесь наблюдается увеличение W с ростом Φ по почти линейному закону (см. рис. 5-10), т. е. $W \sim A \ln(\Phi/\Phi_0)$, где $A = 0,164$ и $\Phi_0 = 10^{12}$. Лишь при низких потоках обнаруживается область, где $\partial^2 W / \partial \Phi^2 = 0$ при $\Phi_0 \sim 10^{13}$ н·см $^{-2}$. Можно предположить, что облучение быстрыми нейтро-

нами аморфных пленок Si_3N_4 и SiO_2 приводит к накоплению дефектов с большей энергией прыжковой активации вплоть до 0,2 эВ.

Сопоставление экспериментальных данных, представленных на рис. 5-10, указывает также на возможность проявления в пленках эффекта взаимной компенсации радиационных дефектов при одновременном γ и нейтронном облучении. Если эти дефекты в аморфных пленках дают преимущественно аддитивный вклад и их корреляцией можно пренебречь, то следует ожидать независимости W от дозы при смешанном типе облучения с энергией около 0,1 эВ, если концентрация радиационных дефектов обоих типов приблизительно одинакова. Проявлением этого эффекта в аморфных пленках Si_3N_4 и SiO_2 можно объяснить высокую радиационную стойкость двухслойных конденсаторов при повышенных температурах, что, несомненно, представляет интерес для приложений.

По известному значению проводимости на фиксированной частоте ω' можно рассчитать величину плотности состояний на уровне Ферми N_F по формуле

$$N_F = \left[\frac{\sigma(\omega') \varepsilon^2 96}{\pi^4 e^2 k T \omega'} \ln^{-4} \left(\frac{\nu_{\text{ф}}}{\omega'} \right) \right]^{0,5} \quad (5-7)$$

и построить соответствующую зависимость в функции дозы облучения. Однако такая процедура является весьма искусственной, так как неизвестно, к какому диэлектрику относятся полученные результаты. Расчетные значения N_F для $\omega' \sim 1$ МГц оказываются порядка $10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$ и увеличиваются до $10^{21} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$ при повышении дозы γ -облучения до $2 \cdot 10^8 \text{ Р}$. С другой стороны, значение $N_F \sim 10^{18}$ для свежеприготовленных образцов Si_3N_4 и SiO_2 представляется нам завышенным. Более низкие значения плотности состояний получаются, если

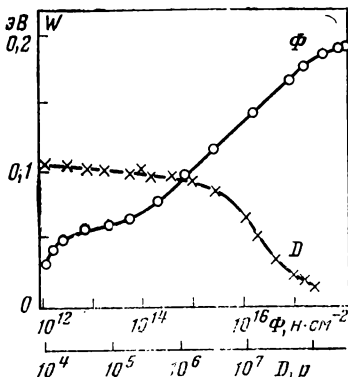


Рис. 5-10. Зависимость энергии прыжковой активации от доз облучения в пленках Si_3N_4 — SiO_2 .

предположить, что в переносе заряда участвуют электроны, локализованные в узкой полосе у квазиуровня Ферми, а облучение незначительно изменяет энергетическую структуру этих состояний.

Более сложной является интерпретация данных, полученных при нейтронном облучении аморфных диэлектриков. Здесь преобладает почти квадратичная зависимость проводимости от частоты. Если пренебречь влиянием сопротивления электродов (так как для пленок молибдена σ практически не зависит от ω), то следует допустить, что облучение быстрыми нейтронами создает в аморфном диэлектрике такие дефекты, что прыжковая проводимость по ним определяется зависимостью вероятности заполнения фиксированного локализованного состояния от заполнения соседних состояний [7]. С ростом дозы облучения корреляционные дефекты начинают играть меньшую роль, что соответствует уменьшению абсолютного значения показателя степени α . Характерно, что в свежеприготовленных образцов $\alpha \sim 1$, однако определить точное значение пороговой дозы нейтронного облучения, при которой наблюдается переход от линейного к квадратичному закону $\sigma(\omega)$, нам не удалось. Согласно оценкам этот переход происходит при небольших дозах порядка 10^2 — 10^4 н·см⁻², с дальнейшим ростом дозы облучения эти дефекты накапливаются почти монотонно и их не удается устранить даже длительным отжигом в вакууме при 600°C (при более высоких температурах наблюдается появление кристаллической составляющей в структуре диэлектрика, что существенно усложняет интерпретацию экспериментальных данных).

При нейтронных потоках $\Phi > 10^{16}$ н·см⁻² наблюдалось ВЧ-насыщение на кривой частотной зависимости $\sigma(\omega)$ (см. рис. 5-8). Этот эффект может быть обусловлен началом истощения пар центров с различными τ , участвующих в перескоках. В предельном случае $\omega\tau \sim 1$, что позволяет предположить накопление при облучении быстрыми нейтронами центров с большим временем релаксации (для нашего случая $\tau \geq 10$ нс).

Таким образом, γ -облучение аморфных пленок Si_3N_4 и SiO_2 сопровождается накоплением дефектов, играющих роль локализованных состояний, для которых перенос заряда осуществляется посредством перескоков в узкой зоне 0,05—0,2 эВ в окрестностях квазиуровня Ферми. Энергетический спектр состояний при этом суще-

Радиационная стойкость материалов [217]

Тип конденсатора	Уровень нормальной работы*		
	нейтроны	электроны	γ -кванты
SiO_2	10^{16}	$5 \cdot 10^{17}$	$8 \cdot 10^{18}$
Si_3N_4	$5 \cdot 10^{14}$	10^{17}	$2 \cdot 10^{18}$
$\text{SiO}_2 - \text{Si}_3\text{N}_4$	10^{17}	10^{18}	10^{20}
$\text{Si}_3\text{N}_4 - \text{SiO}_2$	$5 \cdot 10^{17}$	$5 \cdot 10^{18}$	10^{20}

* Испытания проводились в течение 1000 ч при комнатных температурах.

Таблица 5-2

Пороговая доза и % отказов типовых конденсаторов при облучении быстрыми электронами при различных температурах [217, 245]

Температура, °С	Доза облучения, э·см ⁻²	Отказы, %	Температура, °С	Доза облучения, э·см ⁻²	Отказы, %
200	$5 \cdot 10^{21}$	4	500	$1 \cdot 10^{17}$	52
300	$3 \cdot 10^{20}$	8	600	$2 \cdot 10^{16}$	78
400	$1 \cdot 10^{18}$	28			

ственно не изменяется. Нейтронное облучение способствует накоплению локализованных состояний иного типа, перенос заряда по которым определяется их взаимной корреляцией. Смешанное облучение, по-видимому, сопровождается взаимной нейтрализацией этих состояний, что стабилизирует электрические характеристики аморфных диэлектриков (табл. 5-1, 5-2).

5-2. Поверхностная проводимость диэлектрика в МДМ- и МДП-приборах

При поляризации затвора в полевых приборах происходит миграция заряда через объем диэлектрика и вдоль его поверхности. Представляет интерес определение поверхностной составляющей тока в диэлектрике, полученном различными технологическими методами или в различных режимах. Ниже описан метод определения объемного удельного сопротивления диэлектрика по частотной зависимости его поверхностного сопротивления в области инфранизких частот $5 \cdot 10^{-4} - 10^3$ Гц [226].

Рассмотрим диэлектрик толщиной l на подложке из металла или полупроводника. При поляризации миграция заряда определяется объемной G_0 и поверхностной G_s проводимостью. Если внешнее напряжение U имеет вид $\exp(j\omega t)$, то ток через прибор складывается из сквозного тока утечки через диэлектрик i_1 , емкостного тока затвор-подложка i_2 и тока миграции зарядов из затвора i_3

$$i_1 = \frac{S}{\rho l_i} U \exp(j\omega t), \quad i_2 = \frac{\epsilon_i \epsilon_0 S}{l_i} \omega U \exp(j\omega t), \quad (5-8)$$

где S — площадь электрода; ϵ_i — проницаемость; ρ — его объемное сопротивление.

Для определения тока i_3 можно рассчитать эквивалентную схему прибора, состоящего из серии параллельно соединенных RC -цепочек по поверхности диэлектрика. Для одномерной модели поверхностный потенциал диэлектрика определяется из уравнения

$$\frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial t^2} = \frac{x_0^2}{\tau} \frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial x^2} - \frac{x, t}{\tau}, \quad (5-9)$$

где $x_0^2 = \rho l_i / R$ и $\tau = \rho \epsilon_i \epsilon_0$; R — удельное поверхностное сопротивление; ϵ_0 — проницаемость вакуума; x_0 — характеристическая длина заряда из затвора. Тогда i_3 находится по формуле

$$i_3 = - \frac{P}{R} \frac{\partial v(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0}, \quad (5-10)$$

где P — периметр затвора.

При наличии внешнего поля

$$i_3 = \frac{P\alpha}{R x_0} v \exp(j\omega t), \quad (5-11)$$

где $\alpha^2 = 1 + j\omega t$. Полный импеданс прибора определяется из $i_1 - i_3$

$$Y = \frac{C_0}{\tau} \left(\alpha^2 + \frac{P}{S} x_0 \alpha \right), \quad (5-12)$$

где $C_0 = \epsilon_0 \epsilon_i S / l_i$ — ВЧ-емкость затвора. Здесь первый член в скобках характеризует роль затвора, а второй — миграцию зарядов. Использование инфранизких частот обусловлено необходимостью получения равновесного режима, так как именно на низких частотах мигрирующие заряды успевают следовать за изменением внешнего поля. Экспериментально проводимость измерялась в диа-

пазоне $5 \cdot 10^{-4}$ — $5 \cdot 10^5$ Гц в ВЧ-области мостовым методом, в НЧ-области — кулонометрическим.

Образец термостатировался в специальной камере, находился в вакууме и обезгаживался дополнительным отжигом. Измерения на низких частотах свидетельствовали о преобладании дипольной составляющей RC -проводимости в диэлектрике. На частотах ниже 0,5 Гц у приборов наблюдалось слабое уменьшение $Y(\omega)$ с ростом ω , которое происходило без заметного фазового сдвига между приложенным напряжением и током проводимости, что указывало на объемное изменение эффективной диэлектрической проницаемости затвора $Y(\omega)$

$$Y(\omega) = S_i \left(\frac{1}{\rho l_i} + j \frac{\epsilon_0 \epsilon_i(\omega)}{l_i} \omega \right). \quad (5-13)$$

Зная $\epsilon_i(\omega)$ и l_i , можно определить объемное сопротивление диэлектрика в вакууме (в данном случае оно составляло $2 \cdot 10^{13}$ Ом·см).

Для определения влияния поверхностной проводимости образец помещался в водяную баню до установления равновесия с окружающей атмосферой в течение нескольких дней, а затем проводили те же измерения. Различие в полученных кривых относилось за счет поверхностной составляющей проводимости G_s . Затем по зависимости ρ/P определялось значение $x_0(\omega_0)$, а по кривым $\rho(\omega)$ определялось τ .

Характер влияния однородности материала диэлектрика складывается из следующих обстоятельств: атмосферная влага поглощается поверхностью диэлектрика, а затем диффундирует в глубь объема, поверхностные заряды переносятся комплексами OH^- и H^+ по диэлектрику. Для интерпретации полученных результатов удобно использовать модель адсорбции, развитую в [227].

Предполагается, что существуют участки поверхности, не содержащие адсорбированных молекул или достаточно большое количество слоев адсорбированных молекул, с вкладом S_0 , S_1 , S_2 и т. д., т. е. полная поверхность диэлектрика определяется выражением

$$S_\tau = \sum_{i=0}^{\infty} S_i. \quad (5-14)$$

Пусть число адсорбированных слоев равно n , в состоянии статического равновесия S_i — постоянная. Тогда

для поверхности S_0 можно записать условие равновесия

$$a_1 P S_0 = b_1 S_1 \exp(-E_1/RT), \quad (5-15)$$

где a_1 и b_1 — константы; P — парциальное давление газа; R — газовая константа; T — температура образца; E_1 — теплота поглощения первого монослоя на поверхности диэлектрика. Левая часть (5-15) характеризует скорость конденсации слоя на чистой поверхности, правая — скорость испарения молекул первого монослоя. В более общем случае для поверхности S_i условие баланса имеет вид:

$$\begin{aligned} a_{i+1} P S_i + b_i S_i \exp(-E/RT) = \\ = a_i P S_{i-1} + b_{i+1} S_i + 1 \exp(-E_{i+1}/RT). \end{aligned} \quad (5-16)$$

В дальнейшем предполагается, что все теплоты испарения, кроме первого монослоя равны, т. е. $E_1 = E_2 = E_3 \dots E_i = E_L$, то же и для b_i/a_i , т. е. $(b_1/a_1) \neq (b_2/a_2) = (b_3/a_3) = \dots = g$.

С учетом сделанных предположений можно рассчитать полное отношение поверхности s_0 к s_m , т. е.

$$\frac{s_0}{s_m} = \frac{1-h}{1+(C-1)h}, \quad (5-17)$$

где $C = \frac{g a_1}{b_1} \exp\left(\frac{E_1 E_L}{RT}\right)$, h — относительная однородность диэлектрика. Если допустить, что $(a_1/b_1)g \sim 1$, то $C \sim \exp(E_1 - E_L)/RT$.

Рассмотрим несколько случаев. Пусть $E_1 > E_L$, тогда $C > 1$, а $s_0 < s_m$ (например, если $C=10$ и $h=60\%$, то лишь $1/16$ часть поверхности диэлектрика не покрыта молекулами адсорбента). Средняя толщина пленки адсорбента

$$w = A \frac{Ch(1-hn)}{(1-h)\{1+(C-1)h\}}, \quad (5-18)$$

где A — толщина мономолекулярного слоя адсорбента. Видно, что лишь для $h \sim 1$ w начинает зависеть от n . Пусть теперь $E_1 < E_L$, тогда $C < 1$ и $s_0 \sim s_m$ (например, если $C=0,04$ и $h=60\%$), то практически лишь поверхность 6% диэлектрика покрыта адсорбентом. В этом случае адсорбция происходит лишь в отдельных местах. Если b — средний диаметр такого места (пятна), то отношение $(b/d)^2 \sim (s_m - s_0)/s_m$, т. е. когда C мало, то $(b/d) \approx \sqrt{C/(1-h)}$. Экспериментальные данные указы-

вают на то, что пленки различных диэлектриков обладают различной поглощающей способностью, поэтому структура адсорбента должна быть различной.

Для молекул органического диэлектрика адсорбция имеет однородный характер, для этого случая поверхностная проводимость имеет вид:

$$G_s = \frac{w}{\rho_s} = \frac{A}{\rho_s} \frac{Ch(1-h^n)}{(1-h)\{1+(C-1)h\}}. \quad (5-19)$$

Вероятно, что структура адсорбированного слоя резко отличается от слоя адсорбированной влаги. Действительно, для толщины слоя адсорбента 10^{-10} м получаем $\rho_s = 75$ Ом·см, тогда как для слоя H_2O это сопротивление не имеет 1 МОм·см.

Для неорганических диэлектриков можно допустить преобладание неоднородного характера распределения адсорбента по поверхности диэлектрика. На это указывают соответствующие экспериментальные данные. Тогда проводимость должна иметь характер перескока из одного пятна (участка, покрытого адсорбентом) на другое. Носителями заряда являются электроны. Коэффициент диффузии такого механизма

$$D = \Gamma_s d^2, \quad (5-20)$$

где d — расстояние между пятнами.

Пусть энергетически такие пятна представляют собой потенциальную яму конечной глубины E_0 , частота перескоков между ямами имеет вид:

$$\Gamma_s \sim \exp\left(-\hbar^{-1} \int_{-a/2}^{a/2} |p| dx\right), \quad (5-21)$$

где a — расстояние между краями ям, равное $d-b$; $\hbar$ — постоянная Планка; $|p| = \{2m^*(U-E)\}^{1/2}$; m^* — масса электрона; E — энергия частицы. Если положить $|p| = \text{const}$, то находим:

$$\Gamma_s \sim \exp(-|p|a/\hbar). \quad (5-22)$$

Подставляя значения d и b , находим:

$$a = d - b = \{[(1-h)/ch]^{1/2} - 1\}, \quad (5-23)$$

откуда

$$R \sim \exp\left[\frac{|p|}{\hbar} b \left\{ \left(\frac{1-h}{Ch} \right)^{1/2} - 1 \right\}\right]. \quad (5-24)$$

Если b не зависит от h , т. е. если увеличивается только количество пятен с ростом h , но не размеры самих пятен, то

$$R \sim \exp \left\{ \frac{|p|}{h} b \left(\frac{1-h}{C} \right)^{1/2} \right\}. \quad (5-25)$$

Наклон прямой дает значение $|p|b/hC^{1/2}$. Если положить $b=0,2$ нм (порядка величины диаметра молекулы) и $U-E=2$ эВ, то $C=0,04$ и $a=1,3$ нм для $h=30\%$ или $a=0,5$ нм для $h=70\%$. Эти значения можно считать вполне реальными.

Таким образом, процесс миграции заряда по поверхности диэлектрика может быть связан с прыжковой проводимостью локализованных электронов в областях точечной адсорбции влаги или других загрязнений на поверхности или границе раздела диэлектрик — металл. Лишь у органических полимеров процесс переноса заряда может быть обусловлен миграцией заряженных комплексов в толще адсорбента.

Режим питания и стабилизации рабочей точки полевого транзистора анализировался в [228]. Рассмотрение проводилось для режима насыщения с учетом влияния температуры и разброса статических характеристик. Проводимость канала в полевом транзисторе при условии слабой инверсии оказывается зависящей от поверхностного потенциала ψ для слабой и промежуточной инверсии при условии квазитермического равновесия в области комнатных температур. В [229] поверхностная проводимость G_s измерялась для меняющегося показателя $q\psi/kT$ и избыточной плотности носителей от 10^5 до 10^{11} см $^{-2}$. Экспоненциальная зависимость G_s от $q\psi/kT$ является малочувствительной к наличию поверхностных состояний, максимум которых ($6 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$) отстоит на 200 мэВ от середины запрещенной зоны. Величина G_s определялась из выражения

$$G_s = \frac{I_{ds}(U_g)}{(W/L)U_{ds}}, \quad (5-26)$$

где I_{ds} — ток стока; U_g — потенциал затвора; U_{ds} — напряжение исток — сток, составляющее 10 мВ; W/L — геометрический параметр транзистора. На основании полученных данных сделан вывод о постоянстве поверхностной подвижности носителей при изменении проводимости от 10^{-11} до 10^{-5} см для различных p - и n -канальных приборов на кремнии.

В [230] приводятся соображения, по которым пленки AlN являются удобными для применения в полевых приборах с фиксированным напряжением затвора. Наиболее перспективным данный материал является в приборах с зарядовой связью, так как при высоких полях AlN позволяет накапливать, а затем «хранить» заряд на «плавающем затворе» прибора. Процесс накопления происходит при напряжении на верхнем затворе более 10 В за время 10^{-7} с.

В целях определения эффективности влияния механических напряжений на рабочие характеристики полевых приборов проводился расчет, который показал, что изменение зонной структуры может вызвать смещение вольт-фарадных характеристик не более чем на 10^{-2} В, даже если к структуре приложено давление порядка 10^{10} Н·см⁻² [231]. Такое смещение возможно лишь в результате генерационно-рекомбинационных процессов, изменения плотности поверхностных состояний или ионного дрейфа. В некоторых случаях следует учитывать влияние подложки, роль которой возрастает у приборов, полученных методом ионного легирования [231]. Статистическая обработка распределения структурных дефектов в пленках SiO₂ и влияние этих дефектов на рабочие параметры приборов были проанализированы в [233, 234]. Там же рассматривалось влияние технологических режимов на дрейф рабочих напряжений затвора и истока.

Более существенное влияние механических напряжений на рабочие характеристики полевых приборов было обнаружено в [235]. Измерения проводились на структурах W—SiO₂—Si. Методика исследований состояла в измерении ВЧ и квазистатических вольт-фарадных характеристик МОП-структур. Механические напряжения на границе раздела Si—SiO₂ создавались напылением пленки вольфрама, являвшейся полевым электродом. Механические напряжения измерялись путем использования различной технологии нанесения пленки вольфрама и различных режимов термообработки, когда величина механических напряжений в структуре пропорциональна толщине металлической пленки. При стравливании пленки вольфрама от 350 до 70 нм величина механических напряжений уменьшалась от $2,8 \cdot 10^{10}$ до $3 \cdot 10^7$ Н·см⁻¹, при этом вольт-фарадные характеристики не изменялись. Величина поверхностных напряжений оказывается мак-

симальной около границы металлизации и уменьшается гиперболически с удалением от границы раздела. Перенос заряда в пленках SiO_2 для этого случая рассматривался в [236]. Характерно, что пленки AlN в подобных системах приводят к хорошей адгезии и обеспечивают получение приборов с высокой механической прочностью [237].

В заключение этого раздела мы остановимся подробнее на влиянии особенностей зонной структуры локализованных электронных состояний на рабочие характеристики пленочных диэлектриков, используемых в микроэлектронных устройствах. Рассмотрение проводится для пленок SiO_2 , полученных методом активационного разложения в паровой фазе органических соединений кремния. Однако независимо от материала и метода получения диэлектрика рассмотренный ниже анализ может быть применен к любым другим материалам.

Авторами книги была поставлена задача по результатам измерений оптических, электрических, температурных и фотоэмиссионных характеристик выяснить физическую природу, в том числе энергетический спектр, локализованных состояний в пленках автолегированного аморфного кварца, используемых при изготовлении полевых транзистор-переключателей.

В зависимости от глубины залегания уровни флуктуации плотности или соответствующие примеси могут проявляться в ИК- или оптическом диапазонах, что в значительной степени определяет характер рабочих параметров диэлектрических пленок в приборах. Электрическая активность определенных групп состояний может быть различной; поэтому вклад в проводимость зависит от степени термополевого возбуждения флуктуационных и примесных уровней. Глубокие состояния, роль которых сводится обычно к формированию в диэлектрике поля объемного заряда захваченных на эти уровни носителей, удобно исследовать методами фотоэмиссии с применением предварительной глубокой накачки носителей на уровни и последующим термовысвечиванием с использованием эмиссии в вакуум.

Образцы для измерений получали в горизонтальном кварцевом реакторе с выносным УФ-активатором в потоке очищенного азота. Молибденовые электроды наносили электронно-лучевым испарением в глубоком вакууме или катодным распылением при рабочем вакууме 0,04 Па

в атмосфере аргона и температуре подложки 200°C , токе разряда 10 мА и ускоряющем напряжении 4 кВ. Толщина пленок Мо составляла 0,2 мкм, пленок SiO_2 —0,04—2 мкм. Удельное поверхностное сопротивление пленок Мо не превышало 50 Ом, удельное объемное сопротивление пленок SiO_2 достигало $5 \cdot 10^{15}$ Ом·см.

Режим автолегирования определялся температурой подложки $T_{\text{п}}$ при заданной температуре нагрева реактива $T_{\text{р}}=120^{\circ}\text{C}$, активатора $T_{\text{а}}=200^{\circ}\text{C}$ и дозе УФ-облучения (до 10^4 лк). Величина $T_{\text{п}}$ изменялась в пределах 500—1000 $^{\circ}\text{C}$. Содержание примесей в пленках автолегированного кварца в зависимости от величины $T_{\text{п}}$ перечислено в табл. 5-3.

Таблица 5-3

Содержание примесей в пленках автолегированного кварца

$t_{\text{п}}, ^{\circ}\text{C}$	C, ат. %	N, ат. %	CH, мол. %	$t_{\text{п}}, ^{\circ}\text{C}$	C, ат. %	N, ат. %	CH, мол. %
500	—	—	0,12	800	0,24	10^{-3}	—
550	—	—	0,03	850	1,52	0,005	—
600	0,01	—	0,008	900	4,52	0,01	—
650	0,15	—	10^{-4}	950	10,15	0,09	—
700	0,025	—	—	1000	16,20	0,2	—
750	0,06	10^{-4}	—				

Видно, что при $T_{\text{п}}$ выше 800°C происходит интенсивное легирование пленок атомарным углеродом, выпадающим при разложении паров ТЭОС. При этих температурах начинается захват атомарного углерода и азота в пленку, однако количество азота в SiO_2 невелико. В области низких температур подложки (до 700°C) наблюдаются следы углеводородных радикалов типа СН.

ИК-поглощение. На рис. 5-11 показаны спектральные характеристики поглощения в ИК-диапазоне пленок SiO_2 , полученных при различных температурах. С ростом $T_{\text{п}}$ выше 800°C абсолютное пропускание пленок монотонно снижается. Это может быть связано с увеличением содержания атомарного углерода (и отчасти азота) в пленках. Действительно, из табл. 5-3 следует, что резкому увеличению содержания углерода соответствует $T_{\text{п}} > 800^{\circ}\text{C}$. Для пленок SiO_2 , полученных при температурах порядка 1000°C , пропускание в области малых длин волн λ уменьшается вдвое, а при $\lambda > 6$ мкм наблюдается

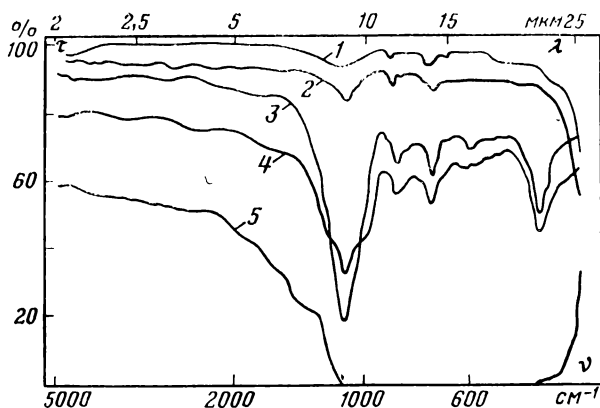


Рис. 5-11. ИК-спектры пропускания автолегированных пленок SiO_2 при $T_{\text{п}}$, °C.

1 — 500; 2 — 600; 3 — 750; 4 — 850; 5 — 1000.

резкий спад поглощения (рис. 5-11, кривая 5) вплоть до полного поглощения при $\lambda > 7,7$ мкм. Концентрация углерода в этих образцах превышает 16 ат. %.

Известно, что метод ИК-спектроскопии позволяет изучать структуру и состав стеклообразных пленок диэлектриков. Наши исследования показали, что спектры пропускания пленок SiO_2 аналогичны спектрам отражения, хотя в первом случае требуются весьма тонкие образцы из-за наличия в пленках сильных полос поглощения. В спектрах пленок автолегированного кварца удавалось различить сильные полосы поглощения связей $\text{Si}=\text{O}$: основного при $\nu \sim 1100$ см^{-1} , характерного для α -кварца, и побочного при $\nu \sim 470$ см^{-1} , характерного для β -кristобалита. Наблюдалась также слабая полоса в окрестности частот 600 см^{-1} , характерная, по-видимому, для деформированных связей $\text{Si}=\text{O}$ в аморфной структуре.

Помимо полос собственно SiO_2 удавалось различить полосы поглощения типа Si_2O_3 при $\nu \sim 860 \div 870$ см^{-1} , связанные с нарушением стехиометрии пленки, и слабые полосы примесного поглощения типа SiC при $\nu \sim 710$ см^{-1} . Положение максимумов различных полос на частотной шкале для пленок автолегированного кварца, полученных при различной $T_{\text{п}}$, перечислено в табл. 5-4. С ростом величины $T_{\text{п}}$ наблюдается сдвиг максимума

основной полосы SiO_2 в область более высоких частот (на $\Delta\nu \sim 33 \text{ см}^{-1}$ при увеличении $T_{\text{п}}$ с 550 до 750°C). Уширение полос в этом случае слабое и им можно пренебречь. При $T_{\text{п}}$ выше 750°C наблюдается слабое обратное смещение максимума основной полосы с 1118 до 1100 см^{-1} при $T_{\text{п}} = 1000^\circ\text{C}$.

Экстремальный характер смещения $\nu_{\text{макс}}(T_{\text{п}})$ можно связать с насыщением валентных связей кремния по мере увеличения температуры подложки и деформацией этих связей при весьма больших $T_{\text{п}}$. Смещение в область низких частот может быть вызвано недостатком кислорода в пленке. С ростом $T_{\text{п}}$ вначале происходит монотонное насыщение кислородных связей вплоть до $T_{\text{п}} = 750 \div 800^\circ\text{C}$, а при более высоких температурах значительный вклад в поглощение начинает вносить деформация этих связей. На это указывает также незначительный по сравнению с низкотемпературной областью сдвиг $\nu_{\text{макс}}$ (см. табл. 5-4). Аналогичный экстремальный характер изменения дополнительной полосы SiO_2 -кристалл наблюдался для $\nu \sim 470 \text{ см}^{-1}$. При низких температурах эта составляющая в спектрах пленок практически отсутствует, появляется при $T_{\text{п}}$ выше 650°C и достигает максимума при $T_{\text{п}} = 750 \div 800^\circ\text{C}$. В дальнейшем положение этой полосы почти не изменяется.

Для аморфной составляющей SiO_2 ($\nu \sim 600 \text{ см}^{-1}$) характерно наличие минимума на кривой $\nu_{\text{макс}}(T_{\text{п}})$. С ро-

Таблица 5-4

Положение максимумов полос поглощения (см^{-1}) на частотной шкале для различных температур осаждения пленок SiO_2

$t_{\text{п}}, ^\circ\text{C}$	SiO_2			SiC	Si_2O_3
	осн.	аморф.	крст.		
500	1085	600	—	710	867
550	1095	600	—	710	870
600	1100	590	—	695	870
650	1108	540	470	690	870
700	1112	590	470	690	870
750	1118	590	475	690	862
800	1115	590	475	705	860
850	1115	600	475	710	855
900	1110	600	470	710	860
950	1105	600	470	710	865
1000	1100	600	470	710	868

стом температуры эта полоса сдвигается в область низких частот и частично уширяется, что можно связать с появлением дефицита кислорода для этой группы связей. Минимальное значение по частоте соответствует $T_n=650^\circ\text{C}$. Возможно, что при этой температуре структура автолегированных пленок SiO_2 наиболее близка к структуре стеклообразного кварца. Сдвиг полос примесного поглощения групп $\text{Si}=\text{C}$ аналогичен по характеру сдвигу полосы стеклообразного кварца и имеет размытый экстремум при минимальной частоте 690 см^{-1} в окрестности температур $650\text{—}750^\circ\text{C}$. Полоса Si_2O_3 приблизительно в той же температурной области имеет максимум сдвига до 870 см^{-1} .

В табл. 5-5 приведены значения относительной интенсивности ИК-поглощения для соответствующих полос, определенные как отношение интегральных поглощений соответствующих полос к полному поглощению. Здесь же приведены значения показателя преломления автолегированных пленок SiO_2 , определенные на длине волны $546,1\text{ нм}$. Кривые изменения интегральной интенсивности решеточного и примесного поглощений в зависимости от условий осаждения диэлектрика показаны на рис. 5-12. Все кривые имеют куполообразную форму с различной полушириной и максимумом в окрестности $T_n=750^\circ\text{C}$ для решеточного, 700°C для Si_2O_3 и 650°C для SiC поглощения. Характерно, что максимальная интен-

Таблица 5-5

Зависимость интегральной интенсивности полос поглощения (в %) от температуры поглощения пленок

$t_n, ^\circ\text{C}$	SiO_2 осн.	$\text{SiO}_2 \cdot 10^{-2}$ аморфн.	SiO_2 кристал.	$\text{SiC} \cdot 10^{-2}$	Si_2O_3	Показатель преломления n
500	0,02	2,82	—	4,42	—	1,471
550	0,15	3,16	—	2,18	0,05	1,471
600	0,33	4,48	—	12,8	0,09	1,470
650	1,41	4,82	0,43	14,2	0,14	1,466
700	2,29	6,24	1,39	12,9	0,20	1,464
750	2,36	4,36	1,42	8,45	0,24	1,462
800	1,40	2,42	0,81	6,84	0,14	1,463
850	0,96	2,12	0,47	5,62	0,14	1,463
900	0,56	1,40	0,06	5,12	0,07	—
950	0,47	—	0,028	4,30	0,02	—
1000	0,28	—	0,014	2,05	0,06	—

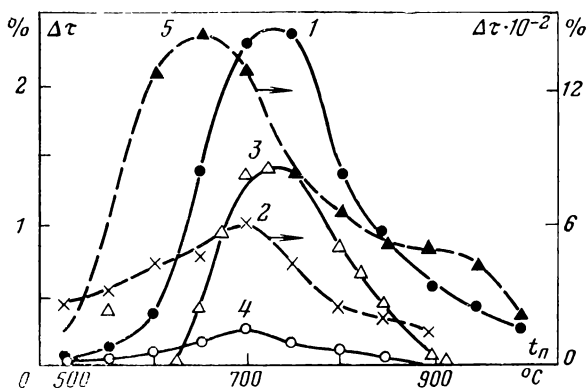


Рис. 5-12. Зависимость интегральной интенсивности полос поглощения от температуры осаждения.

1 — основное поглощение; 2 — аморфный SiO_2 ; 3 — кристалл; 4 — Si_2O_3 ; 5 — SiC .

сивность поглощения для аморфной и кристаллической составляющих SiO_2 наблюдается при одинаковых температурах подложки. Однако абсолютное значение интенсивности аморфной составляющей в структуре автолегированных пленок приблизительно на два порядка ниже, чем для кристаллической (табл. 5-5).

Величина показателя преломления пленок с малым содержанием атомарного углерода монотонно уменьшается с ростом температуры подложки. Более высокие значения n (низкие T_n) могут быть связаны с недостатком кислорода в пленках SiO_2 , меньшей плотностью и большей пористостью пленок. Характерно также, что у всех пленок отсутствуют следы влаги в любой форме (абсорбированная, поверхностная и др.).

Оптическое поглощение. Спектральные характеристики оптического поглощения пленок автолегированного кварца показаны на рис. 5-13. Пленки SiO_2 , полученные при температурах 700—800°C, прозрачны практически во всем интервале длин волн. Слабое поглощение наблюдается лишь в конце коротковолновой части спектра при $\lambda < 0,22 \div 0,24$ мкм. Возможно, что при еще меньших λ это поглощение переходит в собственное, характерное для межзонных переходов. В этом случае эффективная ширина запрещенной зоны автолегированных пленок SiO_2 должна превышать 7 эВ.

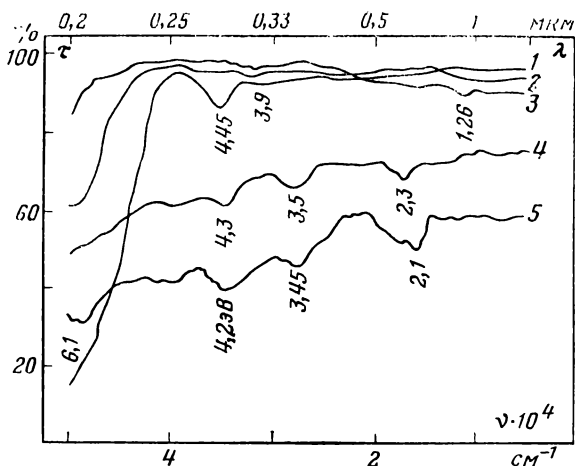


Рис. 5-13. Оптическое пропускание автолегированных пленок SiO_2 при $T_{\text{п}}$, °С.

1 — 500; 2 — 650; 3 — 750; 4 — 900; 5 — 1000.

У низкотемпературных пленок ($T_{\text{п}}=500^\circ\text{C}$) наблюдается резкое уменьшение поглощения при $\lambda < 0,25$ мкм. Удаётся также различить заметные пики поглощения в окрестностях 0,278 и 0,376 мкм. При увеличении $T_{\text{п}}$ эти полосы постепенно исчезают. Если предположить, что у низкотемпературных пленок группы СН (других примесей в этом диапазоне $T_{\text{п}}$ не обнаружено) могут давать глубокие уровни, способные захватывать оптически возбужденные носители заряда, то край поглощения при $\lambda < 0,25$ мкм можно рассматривать как длинноволновую границу полосы примесного поглощения. В противном случае остается допустить наличие у аморфных пленок столь резких флуктуаций плотности, что размытие краев разрешенных зон у SiO_2 приводит к эффективному сужению энергетической щели до 5,6 эВ.

Спектральные характеристики высокотемпературных пленок SiO_2 , полученных при $T_{\text{п}}$ выше 900°C , характеризуется большим поглощением, которое возрастает при переходе в коротковолновую часть спектра. Вид спектральных характеристик достаточно сложный. Кривые содержат большое число как слабо выраженных пиков поглощения, так и отдельных полос. Особенно нерегу-

лярной является форма спектра в области длинных волн $\lambda > 0,7 \div 1,0$ мкм.

Сопоставление кривых оптического и ИК-поглощения тем не менее не позволяет однозначно оценить глубину залегания и концентрацию определенных групп локализованных состояний, а также их соответствие примесям или флуктуациям плотности в аморфном веществе. Для этого необходимо привлечение дополнительных методов, например использование фотоэмиссионных и электрических методов измерения собственной и примесной проводимости.

Электрические характеристики. Электропроводность пленок SiO_2 при низких и высоких полях и температурах оказывается различной. В области низких полей у автолегированных пленок преобладает интенсивный захват на ловушки, а вольт-амперная характеристика образцов имеет вид, характерный для токов, ограниченных пространственным зарядом (участок I, табл. 5-6). При полях выше $5 \cdot 10^4 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ преобладают токи полевой эмиссии, описываемые законом Джоншера—Френкеля—Пула (участок II, табл. 5-6). Значения энергии активации, определенные из наклона вольт-амперных характеристик, оказываются различными не только для различных механизмов проводимости, но и для образцов, полученных при различных температурах.

Энергетическая структура глубоких уровней исследовалась посредством метода термостимулированной проводимости и фотоэмиссии в вакуум. Первая методика является стандартной. Сущность второй заключается

Т а б л и ц а 5-6

Значения эффективной энергии активации ΔE , измеренные различными методами

$t_{\text{п}}, ^\circ\text{C}$	Электропроводность		Фотопроводимость		Фотоэмиссия	
	на участке I	на участке II	ΔT_1^*	ΔT_2^{**}	ΔT_1	ΔT_2
500	0,64	0,56	0,32	0,74	2,8; 2,3	3,4; 2,1
650	0,48	0,52—0,64	0,18—0,22	0,64	2,4; 1,2	3,4; 1,2
750	0,34—0,52	0,32	0,18	0,34	1,3; 0,7	2,6; 1,2
900	0,32	0,11	0,10	0,16	2,3; —1,2	2,3—1,2
1000	0,2	0,07	0,05	0,21	1,2—0,2	2,1—0,3

* $\Delta T_1 = 77 \div 300 \text{ К.}$

** $\Delta T_2 = 250 \div 400 \text{ К.}$

в том, что с помощью УФ-света вначале осуществляется оптическая накачка носителей на глубокие уровни, а затем последние высвечиваются в виде тока эмиссии в вакуум посредством возбуждения источником оптического или ИК-диапазонов. Пороги появления тока фотоэмиссии позволяет определить величину энергетической глубины залегания уровней, а спектральное распределение интенсивности и температурная зависимость тока фотоэмиссии дает возможность судить о характере энергетического распределения уровней в пленке.

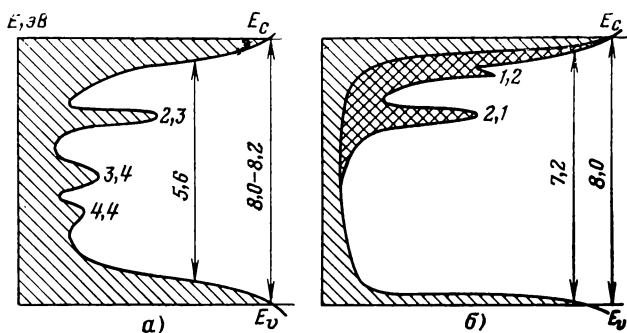


Рис. 5-14. Энергетические диаграммы плотности состояний для слабо- (а) и сильнолегированных пленок SiO₂ (б).

Значения энергии активации ΔE по данным различных методов измерения для пленок, полученных при различных температурах, даны в табл. 5-6. Измерения проводили в области низких ΔT_1 и комнатных ΔT_2 температур. С ростом концентрации примесных уровней в SiO₂ (переход к высоким T_n) значения ΔE последовательно уменьшаются, что указывает на переход от собственной проводимости к примесной. Минимальные значения ΔE наблюдались у сильнолегированных образцов.

Энергетическая структура состояний в диэлектрике. Анализ полученных данных позволяет предположить наличие у пленок автолегированного кварца хвоста плотности локализованных состояний в окрестностях разрешенных зон. У чистых или слаболегированных образцов эти хвосты достаточно велики, так что эффективная запрещенная зона E_g сужается от 8—8,2 эВ для кристаллов до около 5,6 эВ для аморфных пленок (рис. 5-14).

У сильнолегированных образцов хвосты существенно уменьшаются, однако полностью не исчезают. Оценки E_g для этих образцов приводят к величине около 7,2—7,8 эВ.

Роль хвостов у пленок SiO_2 играют флуктуации плотности вещества. Изучение кривых радиального распределения, осуществлявшееся с помощью нейтронографического анализа, показало, что с ростом T_n размер областей ближнего порядка у пленок SiO_2 возрастает. Таким образом, уменьшение энергетической глубины хвостов состояний у сильнолегированных образцов можно объяснить уменьшением энергетической глубины флуктуаций плотности соответствующего аморфного вещества. Большие флуктуации плотности могут возникать у низкотемпературных пленок SiO_2 , обладающих полимерной структурой. Плотность таких пленок согласно нашим измерениям была весьма низкой по сравнению с плотностью плавленого кварца.

По-видимому, атомы углерода в сетке аморфного кварца образуют сравнительно неглубокие уровни (до около 0,3 эВ, см. табл. 5-6), которые как бы «экранируют» глубокие локализованные состояния так, что последние перестают принимать участие в переносе заряда. Если у слаболегированных образцов преобладают однофонные акты взаимодействия, то у сильнолегированных становятся возможными многофонные процессы захвата носителей на уровни. При низких температурах, сильных полях и достаточной степени перекрытия волновых функций соседних состояний преобладает туннелирование. На это указывает низкое значение ΔE у сильнолегированных образцов. С ростом температуры увеличивается интенсивность фононного взаимодействия, проводимость приобретает активационный характер, а ΔE возрастает (табл. 5-6). Число неглубоких локализованных состояний оказывается настолько велико, что электрон успевает перескакивать за один акт взаимодействия сразу через несколько состояний, при этом проводимость на переменном токе у пленок перестает зависеть от частоты. Резко увеличивается вклад примесной проводимости, которая с ростом концентрации углерода в пленке переходит от прыжковой к дрейфовой. Локальные примесные уровни при этих концентрациях сливаются в непрерывную зону. Этим можно объяснить снижение ΔE у пленок SiO_2 при увеличении T_n .

Разброс значений ΔE уменьшается при переходе от чистых к легированным образцам. В то же время различные измерительные методики дают целиком неоднозначные значения глубины залегания уровней. Последнее может быть связано с различным активационным характером и концентрацией локализованных состояний, что проявляется в различной реакции этих уровней на природу возбуждения (электрическое поле, температура, свет, комбинированное облучение и др). В то же время происхождение того или иного типа дефекта в аморфной структуре с определенной группой локализованных состояний в пленке однозначно связать не удастся. Все это указывает на значительную индивидуальность энергетической структуры пленочных диэлектриков в зависимости от технологических режимов их получения. Последнее существенно усложняет задачу разработки физической модели работы тонкопленочных микроэлектронных устройств, содержащих диэлектрик.

5-3. Роль поверхностных состояний и ловушек в диэлектрике

В [4, 35, 238—240] сообщалось об исследовании свойств границы раздела различных диэлектриков на подложке из GaAs. В [241] исследовались напыленные пленки SiO и пиролитически осажденные пленки SiO₂ на GaAs. В [242] изучались структуры SiO₂—GaAs и Si₃N₄—GaAs, а в [243] — структуры Si₃N₄ (пиролитически осажденный) — GaAs. Наряду с электрической нестабильностью исследованных МДП-структур отмечалось, что плотность поверхностных состояний на границе раздела в GaAs составляет около 10^{12} см⁻²·эВ⁻¹. Нестабильности в структурах SiO—GaAs и SiO₂—GaAs связывались с наличием положительных ионов в диэлектриках, а в структуре Si₃N₄—GaAs с зарядом, захваченным в диэлектрике. Несмотря на электрическую нестабильность структура Si₃N₄—GaAs была применена для изготовления МДП-транзистора [244]. МДП-транзисторы на основе GaAs обладали лучшими частотными и температурными характеристиками по сравнению с кремниевыми МДП-транзисторами одинаковой геометрии. Ниже описаны [245] результаты исследования электрических свойств границы раздела Si₃N₄—GaAs в режиме обедне-

ния и предлагается модель, объясняющая наблюдаемую проводимость и ее гистерезис.

Образцы *p*-типа GaAs были химически отполированы в растворе 6% H_2O_2 — H_2SO_4 , промыты в органических растворителях и затем помещались в реакционную трубу. Реакционная труба выполнялась с охлаждающимися стенками, разогрев осуществлялся с помощью высокочастотного нагревателя и графитового сборника. Пленки Si_3N_4 на поверхности образцов были получены разложением SiH_4 и NH_3 в присутствии H_2 . Осаждение пленок производилось в диапазоне температур 750—850°C. При температуре разложения 850°C были обнаружены два отрицательных эффекта: появление на поверхности образцов GaAs металлических островков галлия диаметром до 25 мкм из-за испарения мышьяка и изменение типа проводимости образцов в случае использования GaAs *n*-типа. В связи с этим исследования проводились с образцами GaAs *p*-типа, а процесс разложения осуществлялся при температуре 750°C. В этом режиме никаких поверхностных нарушений не было замечено. Пленки Si_3N_4 были аморфными с диэлектрической проницаемостью $\epsilon \approx 6$ и пробивной напряженностью электрического поля более $9 \cdot 10^6$ В·см⁻¹. После осаждения пленок Si_3N_4 с помощью электронной пушки в вакуумной установке испарялись пленки хрома толщиной 150 нм и золота 300 нм. Затем с помощью фотолитографии были получены металлические электроды диаметром 250—400 мкм. Контакты к нижней стороне образцов GaAs наносили испарением сплава Ag (80%) + In (10%) + Zn (10%).

Образцы монтировались на латунном держателе с помощью проводящей серебряной пасты. Держатель привинчивался к головке светонепроницаемого заземленного экрана.

Контакт к полевому электроду структуры достигался с помощью платинового электрода, перемещаемого микроманипулятором. Для устранения токов утечки на поверхности образцов в экран подавался поток сухого азота. Зависимость полной проводимости структуры от напряжения обладала гистерезисом. Появление гистерезиса обусловлено отрицательным зарядом, захваченным в диэлектрике. Этот тип гистерезиса наблюдался ранее для поверхностей раздела Si_3N_4 —Si [241] и Si_3N_4 —GaAs [242]. Для обеспечения воспроизводимости измерений подача смещения осуществлялась

следующим образом. Перед измерениями на диод в течение полусуток подавалось напряжение — 20 В для того, чтобы обеспечить повторяемость начала отсчета. Затем измерения емкости и коэффициента потерь осуществлялись на нескольких частотах. После этого смещение равномерно и монотонно изменялось до — 15 В и приборы выдерживались в течение 30 мин до последующих измерений. Емкость и коэффициент потерь снова измерялись на нескольких частотах. Процесс измерений продолжался непрерывно, пока не перекрывался весь диапазон смещений. Амплитуда сигнала составляла 25 мВ.

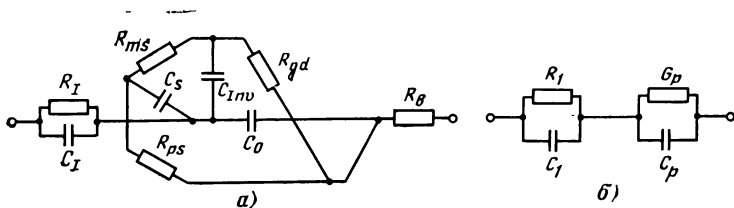


Рис. 5-15. Схема замещения МОП-емкости.

а — полная; б — упрощенная.

Эквивалентную схему, которая была использована для объяснения выходной полной проводимости, можно получить из рассмотрения основной модели МОП-емкости, представленной на рис. 5-15. Здесь C_I — емкость диэлектрика, а R_I вводится для объяснения возможности потерь на переменном токе в объеме диэлектрика; R_{ns} и R_{ps} — сопротивления, связанные с захватом электронов и дырок на поверхностные состояния; C_s — емкость поверхностных состояний; C_{INV} представляет емкость инверсного слоя; R_{gd} — сопротивление, связанное с генерационно-рекомбинационным током носителей в области пространственного заряда, и C_D — емкость слоя обеднения; R_g представляет последовательное сопротивление как объема полупроводника, так и омического контакта. В режиме обеднения-накопления емкость C_{INV} мала и R_{ns} значительно превышает R_{ps} , так что элементами схемы C_{INV} и R_{ns} можно пренебречь. Следовательно, R_{gd} можно также не учитывать. Значение R_g было определено из измерений на высоких частотах в режиме сильного накопления и составило 11,5 Ом. Конечная

эквивалентная схема представлена на рис. 5-15,б, где выполнены условия

$$\left. \begin{aligned} \frac{G_p(\omega)}{\omega} &= \frac{C_s \omega \tau_s}{1 + (\omega \tau_s)^2}; \\ C_p(\omega) &= C_D + \frac{C_s}{1 + (\omega \tau_s)^2}; \\ \tau_s &= R_{ps} C_s, \end{aligned} \right\} \quad (5-27)$$

когда G_p — эквивалентная параллельная проводимость поверхностных состояний; C_p — эквивалентная параллельная емкость слоя обеднения и поверхностных состояний; ω — угловая частота.

Определение зависимости коэффициента потерь в диэлектрике от напряжения и частоты осуществлялось следующим образом. Пленки Si_3N_4 выращивались на выращенном кремнии как n -, так и p -типов. Измеренные на таких структурах потери были обусловлены только потерями диэлектрика. Это соответствует закорачиванию емкости C_p на эквивалентной схеме (рис. 5-15). Из измерений полной проводимости было найдено, что потери в диэлектрике не зависят от напряжения смещения. Для подтверждения этого факта к образцам из GaAs прикладывалось в течение 10 мин напряжение 40 В, чтобы инжектировать заряд в диэлектрик и сдвинуть характеристику полная проводимость — напряжение. На рис. 5-16 представлены зависимости измеренной полной проводимости структур от напряжения смещения до и после инжекции заряда в диэлектрик.

Как видно из этого рисунка, форма и высота кривых проводимости до и после смещения одинаковы. Максимум проводимости G_m соответствует одинаковым значе-

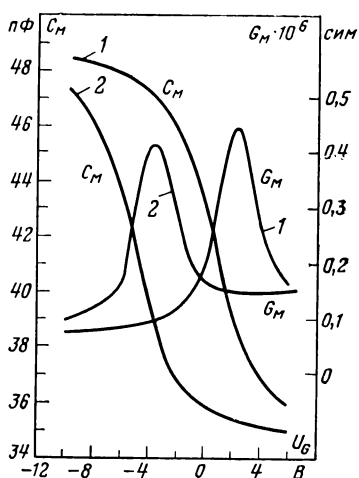


Рис. 5-16. Зависимость полной проводимости и емкости МОП-структуры от смещения до (1) и после (2) инжекции в диэлектрик.

ниям емкости C_m и, таким образом, одинаковым значениям поверхностного потенциала. Однако электрическое поле в диэлектрике должно быть различным. Если бы сопротивление R_I зависело от напряжения, то ожидалось бы некоторое искажение кривой проводимости после смещения. На основании этого рассмотрения можно считать, что R_I не зависит от напряжения. Измерения Si и GaAs образцов в режиме сильного накопления показывают, что R_I приблизительно обратно пропорционально частоте (ω^{-1}). Такая частотная зависимость согласуется

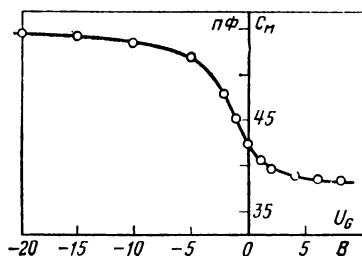


Рис. 5-17. Вольт-фарадные характеристики МОП-структур на частоте 100 кГц.

с исследованиями диэлектрической постоянной Si_3N_4 , выполненными в [246]. Проводимость поверхностных состояний $G_p(\omega)$ рассчитывалась из экспериментальных значений полной проводимости с помощью эквивалентной схемы, представленной на рис. 5-17. Величины R_I и C_I были определены из измеренных значений полных

проводимостей в режиме сильного накопления, причем R_I для всех частот, а C_I для частоты 100 кГц.

На рис. 5-17 показана зависимость емкости C_I от напряжения для частоты 100 кГц. В рассматриваемой структуре плотность ловушечных состояний N_T зависит как от энергии E , так и от расстояния x , поэтому величина N_T должна быть функцией $N_T(E, x)$. Этим МДП-структура $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—GaAs}$ отличается от МОП-структуры $\text{SiO}_2\text{—Si}$, для которой большая часть ловушек сосредоточена вблизи границы раздела и их плотность зависит только от энергии. Для рассматриваемого случая можно сделать некоторые выводы об изменении $N_T(E, x)$ с энергией и расстоянием непосредственно из формы экспериментальных зависимостей G_p/ω от частоты. В действительности, зависимость G_p/ω от частоты при определенном смещении соответствует кривой $N_T(E_F, x)$ от x , где E_F — энергия уровня Ферми при том же смещении. Это можно увидеть из следующих рассуждений. Действительно, только состояния в пределах нескольких kT/q от энергии Ферми дают вклад в измеряемую про-

водимость. Если имеются незначительные флуктуации поверхностного потенциала, то вклад таких состояний, которые лежат между χ и $\chi + d\chi$ в диэлектрике, можно описать выражением

$$d\left(\frac{G_p}{\omega}\right) = qN_T(E_F, \chi) \frac{\ln[1 + (\omega\tau \exp(2K_0\chi))^2]}{2\omega\tau \exp(2K_0\chi)} d\chi. \quad (5-28)$$

На рис. 5-18 представлена зависимость $d(G_p/\omega)$ от расстояния χ . Местоположение максимальных потерь находится дифференцированием уравнения (5-28) относительно χ и приравниванием результата нулю

$$\hat{\chi} = \frac{1}{2K_0} \ln\left(\frac{1,98}{\omega\tau}\right) = \frac{1}{2K_0} \left[\ln\left(\frac{1,98}{2\pi\tau}\right) - \ln(f) \right]. \quad (5-29)$$

Полное значение G_p/ω на частоте ω_1 получено интегрированием уравнения (5-28) относительно расстояния

$$\frac{G_p}{\omega}(\omega_1) = \int_0^W qN_T(E_F, \chi) \frac{\ln[1 + (\omega_1\tau \exp(2K_0\chi))^2]}{2\omega_1\tau \exp(2K_0\chi)} d\chi. \quad (5-30)$$

Как видно из рис. 5-18, вблизи $\chi = \chi(\omega_1)$ наблюдается резкий пик, так что интеграл сильно зависит от значения $N_T(E_F, \chi)$ в пределах нескольких ангстрем около $\hat{\chi}(\omega_1)$. Если $N_T(E_F, \chi)$ слабо зависит от χ , то выражение (5-30) можно переписать:

$$\frac{G_p}{\omega}(\omega_1) = qN_T(E_F, \hat{\chi}(\omega_1)) \int_0^W \frac{\ln[1 + (\omega_1\tau \exp(2K_0\chi))^2]}{2\omega_1\tau \exp(2K_0\chi)} d\chi. \quad (5-31)$$

Когда значение W велико и $\omega_1\tau \ll 1$, интеграл в выражении (5-31) заменяется константой, равной $1/2 K_0(\pi/2)$.

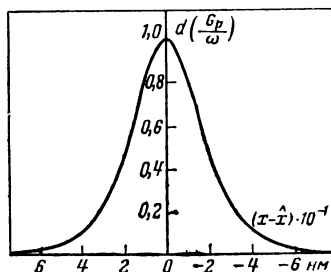


Рис. 5-18. Зависимость полного дифференциала G_p/ω структуры от расстояния в диэлектрике.

В этом случае выражение (5-31) принимает вид:

$$\frac{G_p}{\omega}(\omega_1) = \frac{q}{2K_0} \left(-\frac{\pi}{2} \right) N_T(E_F, \hat{\chi}(\omega_1)), \quad \omega_1 \tau \ll 1. \quad (5-32)$$

Таким образом, кривая $G_p/\omega \div \ln(f)$ для $2\pi f\tau \ll 1$ приближенно показывает изменение $N_T(E_F, \chi)$ от χ . Применяя данный анализ к экспериментальным кривым в режиме обеднения, можно вывести следующие закономерности.

Распределение состояний в диэлектрике при указанных напряжениях смещения является достаточно однородным; необходимо, чтобы равномерное распределение распространялось на расстояние до 1,5 нм от границы раздела. При этом объемная плотность состояний составляет $9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$.

При указанных смещениях плотность состояний имеет максимум вблизи поверхности раздела. Хотя точную форму распределения состояний в диэлектрике установить невозможно, предположение о ступенчатом распределении состояний хорошо согласуется с экспериментальными данными. В слое диэлектрика толщиной 0,4 нм, примыкающего к границе раздела, плотность состояний составляет $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$, а за ним — $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$.

Вблизи границы раздела плотность состояний в диэлектрике зависит от энергии и может быть выше объемной плотности при определенных смещениях. В частности, плотность таких состояний ниже вблизи середины зоны и увеличивается с накоплением. Состояния в объеме диэлектрика должны рассматриваться как характеристики пленки Si_3N_4 , а не как характеристики поверхности раздела. Подобные состояния наблюдались и в МДП-структурах $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—Si}$. В [241—246] сообщалось о гистерезисных эффектах в этих структурах. Нестабильность характеристик объяснялась инжекцией заряда из полупроводника в ловушки в объеме диэлектрика. Значительная плотность состояний иногда существует во всем диэлектрике и возникает из-за многочисленных структурных дефектов [248]. Эффективная плотность состояний может увеличиваться вблизи границы раздела благодаря добавлению поверхностных состояний. Такие состояния должны рассматриваться как характеристики поверхности раздела. При исследовании МОП-структур $\text{SiO}_2\text{—Si}$ [247, 248], у которых преобладают состояния вблизи поверхности раздела, указывалось на зависи-

мость плотности поверхности состояний от энергии, подобной той, которая представлена на рис. 5-18. Иногда эту зависимость объясняют присутствием центров захвата, вызванных близостью неподвижного заряда в диэлектрике [248].

Измеренная проводимость поверхностных состояний границы раздела $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—GaAs}$ в режиме обеднения хорошо согласуется с выводами туннельной модели перехода основных носителей. Значительная плотность ловушек наблюдается в объеме диэлектрика. В слое диэлектрика, расположенного на расстоянии более 0,4 нм от поверхности раздела, плотность состояний не зависит от расстояния и энергии. Однако в близлежащем слое диэлектрика состояния, связанные с поверхностью раздела, добавляются к состояниям диэлектрика, так что общая плотность состояний превышает их объемную плотность. Зависимость плотности таких состояний от энергии для структуры $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—GaAs}$ подобна аналогичной зависимости, наблюдаемой для структуры $\text{SiO}_2\text{—Si}$.

Диэлектрическая прочность и плотность поверхностных состояний на границе раздела выращенного в кислородной плазме слоя SiO_2 на кремнии после отжига при высокой температуре исследовалась в [249]. Найдено, что при увеличении времени и температуры отжига в атмосфере сухого азота плотность состояний на поверхности раздела вначале уменьшается, а затем при 950°C после отжига длительностью выше 1 ч достигает насыщения. Очистка поверхности кремния методом ВЧ-распыления предварительно выращенного термически слоя SiO_2 дает возможность получать пленки SiO_2 с однородной и воспроизводимой диэлектрической прочностью до $10^7 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$. Указывается, что при других методах очистки поверхности получают неоднородные и менее качественные защитные диэлектрики.

В работе [251] обсуждались причины нестабильностей вольт-амперных характеристик для токов утечки через затвор в области выхода на поверхность p - n -переходов при пассивации полимерными покрытиями на основе эпоксидных смол, тонких аморфных диэлектриков SiO_2 , Si_3N_4 , Al_2O_3 , P_2O_5 , SiO в толстых стеклообразных покрытиях. В некоторых случаях контроль качества таких покрытий, особенно неорганических диэлектриков, удобно проводить по спектрам катодолюминисценции [250]. Например, в пленках SiO_2 удается наблюдать три

пика люминесценции с длинами волн 290, 370 и 450 нм, положение которых зависит от уровня радиационного облучения пленок. Для пленок SiO_2 , полученных ВЧ распылением, контроль качества удобнее проводить по частотным характеристикам [251]. У таких пленок процесс дисперсии характеризуется большими изменениями емкости и сдвинутым в область более высоких частот тангенсом угла потерь, величина которого возрастает с ростом температуры. В некоторых случаях следует выделять вклад поверхностных состояний при измерении полной проводимости прибора в функции частоты сигнала [252].

Изменение заряда на границе Si-SiO_2 под влиянием термополевой обработки в полевых приборах с кремниевым затвором описано в работе [253]. Показано, что при отрицательных напряжениях затвора не наблюдается эффект насыщения заряда, при положительных напряжениях этот эффект обнаруживается. В некоторых случаях этот эффект усиливается за счет введения дополнительных поверхностных состояний при ионизации внешних оболочек атомов кремния при γ -облучении [254].

Поверхностный заряд прибора может зависеть от величины электростатического потенциала подложки и атомов водорода, захваченных при конденсации пленок Al_2O_3 , в МДП-структурах [255, 256]. Напуском атомарного водорода в камеру при осаждении диэлектрика можно регулировать величину встроенного в диэлектрик заряда. Способ защиты затвора в полевых транзисторах с изолированным затвором подобного типа предложен в [257].

5-4. Радиационная стойкость пленочных диэлектриков

Радиационная стойкость пленочных диэлектриков играет важную роль при проектировании многих типов приборов, работающих при повышенных уровнях нейтронного, электронного и рентгеновского излучения. В обзорах и монографиях [258—260] подробно рассматривались явления, возникающие в структурах Si-SiO_2 при различных видах облучения. Менее известны данные о радиационной стойкости полевых структур с другими диэлектриками, такими как Si_3N_4 , Al_2O_3 , окислы редкоземельных элементов, композиционные диэлектрики, стекла и др.

Ниже рассматриваются радиационные свойства некоторых пленочных диэлектриков, используемых в современной микроэлектронике.

В [261] измерялась критическая доза облучения в реакторе и гамма-лучами полевых структур с пленками SiO_2 , Si_3N_4 , Al_2O_3 и $\text{SiO}_2 + \text{Si}_3\text{N}_4$. Толщина всех диэлектриков составляла 0,15 мкм, а в качестве материала

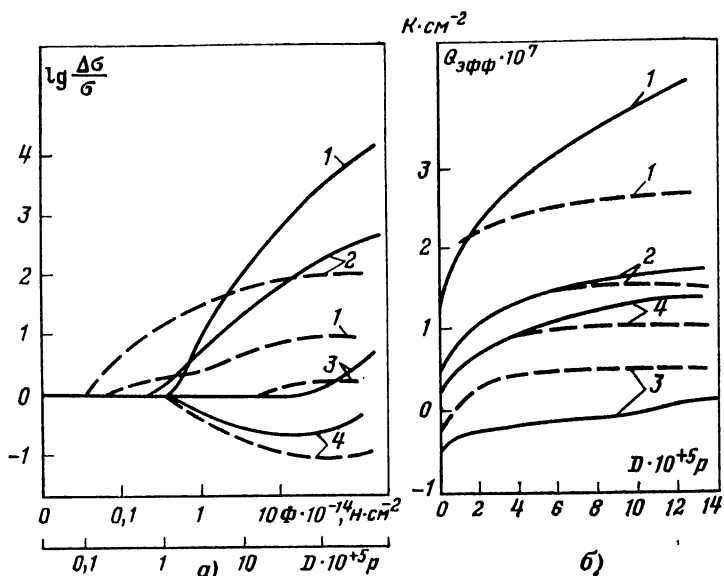


Рис. 5-19. Относительное изменение проводимости (а) и плотности заряда (б) в пленках SiO_2 (1), Si_3N_4 (2), Al_2O_3 (3), $\text{SiO}_2 + \text{Si}_3\text{N}_4$ (4) в результате реакторного (сплошные линии) и (пунктир) гамма облучения полевых структур.

подложки n использовался Si с удельным сопротивлением 3 Ом·см. Полученные результаты представлены на рис. 5-19, а и б. Видно, что у однослойных диэлектриков с ростом дозы облучения происходит увеличение, а у двухслойных, наоборот, уменьшение проводимости. У всех образцов при облучении наблюдалось образование положительного заряда, что свидетельствует о преимущественном захвате дырок на имеющиеся в диэлектрике ловушки. При реакторном облучении увеличение зарядов было больше, чем при гамма-излучении, у двухслойных образцов абсолютное увеличение заряда с ро-

стом дозы облучения было ниже, чем у однослойных. Наименьшая чувствительность к радиации наблюдается у пленок Al_2O_3 . Это объясняется захватом на ловушки не только дырок, но и электронов. Захват последних, с одной стороны, компенсирует заряд захваченных дырок, а с другой, уменьшает ток через диэлектрик. У двухслойных диэлектриков наблюдаемые экспериментально зависимости могут быть объяснены образованием промежуточного заряда на границе раздела двух пленок и наличием потенциального барьера между диэлектриками.

Кинетика накопления и перераспределения заряда в слоистой диэлектрике $\text{SiO}_2=\text{Al}_2\text{O}_3\cdot\text{SiO}_2$ при гамма-облучении исследовалась в [262]. Образцы облучались потоком гамма-излучения в $\text{In}=\text{Ga}$ контуре реактора ИРТ-2000 при температуре 55°C . Пленки диэлектрика получены химическим осаждением смеси $\text{Al}_2\text{O}_3\cdot\text{SiO}_2$ на приготовленный ранее термическим окислением кремния в атмосфере сухого кислорода при 1100°C слой окисла. Пленки смеси получали пиролизом паров ТЭОС (SiO_2) и изопропилата алюминия (Al_2O_3), а затем отжигали в атмосфере аргона при 800°C .

Зависимость исходного заряда в диэлектрике от толщины подслоя SiO_2 при толщине пленки Al_2O_3 0,1 мкм показана на рис. 5-20. Видно, что начальный эффективный заряд в диэлектрике изменяется от положительных значений к отрицательным при уменьшении толщины пленки SiO_2 . Обычно объемный заряд в Al_2O_3 имеет только положительный знак, поэтому естественно предположить, что в объеме Al_2O_3 существуют ловушки отрицательного заряда, а наличие отрицательного заряда до облучения обусловлено тем, что суммарный отрицательный заряд на электронных ловушках в Al_2O_3 превышает положительный заряд дырочных ловушек в SiO_2 или на границе раздела полупроводник — окисел.

Изменение эффективного заряда в диэлектрике от дозы облучения при различных смещениях показано на рис. 5-21. Видно, что при облучении вплоть до доз 10^6 рад происходит введение положительного заряда в диэлектрик, а при более высоких дозах суммарный положительный заряд уменьшается из-за введения в диэлектрик отрицательного заряда (отрицательное смещение). В случае положительных смещений отрицательный заряд наблюдается уже при дозе 10^5 рад. Полученные данные можно объяснить следующим образом. Из-за

присутствия в объеме Al_2O_3 отрицательных ловушек при облучении, кроме введения положительного заряда у границы раздела $\text{Si}-\text{SiO}_2$, в объем Al_2O_3 вводится отрицательный заряд. При малых дозах облучения превалирует влияние положительного заряда. При насыщении положительных ловушек при дозах 10^6 рад начинает влиять отрицательный заряд, скапливающийся в Al_2O_3 . Чем

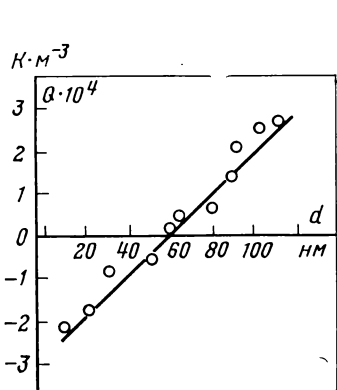


Рис. 5-20. Зависимость исходного заряда в диэлектрике от толщины подслоя SiO_2 (толщина Al_2O_3 0,1 мкм).

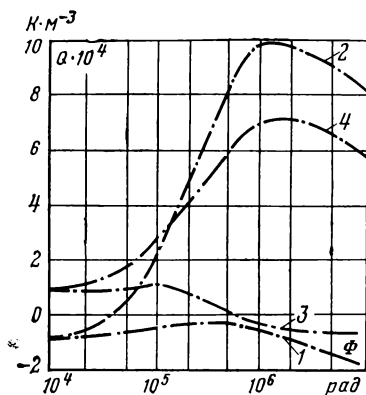


Рис. 5-21. Изменение эффективного заряда в диэлектрике от дозы облучения.

Смещение на структуре, В: 1, 3 — 0,5; 2, 4 — 5; толщина пленки, мкм: 1, 2 — 0,03; 3, 4 — 0,08.

тоньше окисел, тем сильнее влияние заряда в Al_2O_3 и тем большим оказывается изменение суммарного заряда в диэлектрике.

Отрицательное смещение, приложенное при облучении (рис. 5-22,а), усиливает переход электронов из SiO_2 в кремний по сравнению с облучением без смещения (рис. 5-22,б), а электроны в Al_2O_3 захватываются лишь в тонком слое, скапливаясь у границы $\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$, создавая дополнительное отрицательное смещение на SiO_2 , что приводит к еще большему увеличению положительного заряда. Положительное смещение (рис. 5-22,в) уменьшает выход электронов в кремний. В результате возрастает вероятность рекомбинации образовавшихся при облучении электронов и дырок и уменьшается введение положительного заряда в SiO_2 . В Al_2O_3 отрица-

тельный заряд захватывается по всей толщине диэлектрика, это дает более резкое увеличение эффективного отрицательного заряда. С ростом смещения эффективный заряд вводится в диэлектрик более заметно, что соответствует данным, представленным на рис. 5-21, 5-22.

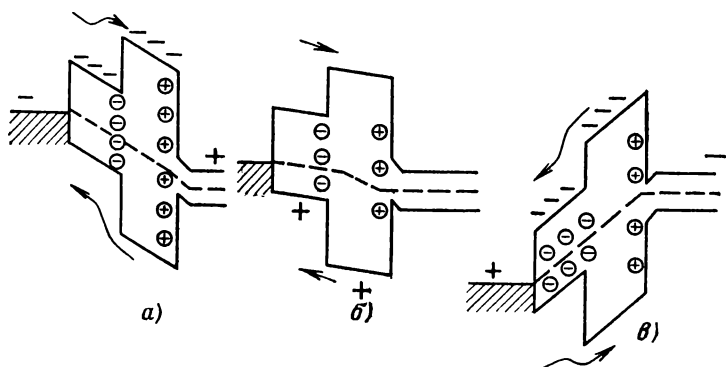


Рис. 5-22. Схематическая модель кинетики формирования заряда в диэлектрике при облучении.

а — с отрицательным смещением; б — без смещения; в — с положительным смещением.

Глубина залегания уровней различных радиационных дефектов в системе $\text{SiO}_2\text{—Si}$ в диапазоне температур 77—300 К перечислена в табл. 5-7 [263].

Эти уровни образуются вблизи границы раздела с окислом. При облучении электронами возникают пары дефектов Френкеля с атомами примесей. При нейтрон-

Таблица 5-7

Глубина залегания радиационных дефектов [235]

Облучение	Энергия частиц, кэВ	Уровни дефектов, эВ
Нейтроны	Реакторное облучение	+0,05; +0,11; -0,11; -0
Протоны	50	+0,10; -0,16
Ионы бора	50	+0,06; +0,10
Ионы фосфора	60	-0,05; -0,10; -0,16
Электроны	100	-0,11; -0,17
Электроны	300	-0,10; -0,17
Рентген	30	-0,07; -0,17; +0,11

ном облучении возникают крупные локальные нарушения структуры типа разупорядоченных областей. Преобладают дефекты точечного типа при любом виде облучения. Из таблицы видно, что при облучении появляются как крупные, так и мелкие уровни, соответствующие приповерхностным состояниям на границе раздела кремний — окисел.

Облучение МОП-структур (полевые конденсаторы и варикапы) электронами с низкой энергией 10—20 кэВ изучалось в [264]. Доза облучения составляла 10^{-2} кюри/см². После облучения образцы отжигались в вакууме при 400°C. При облучении нарушается связь немостиковых атомов кислорода с основной решеткой, а также образуются свободные ионы или группы ионов H^+ и OH^- , которые в зависимости от приложенного смещения могут затем мигрировать к границе раздела или электродам. Захват электронов при облучении может вызвать изменение типа активационного центра согласно реакции $Si \pm OH + e^- = SiO^- \pm H$, происходит перераспределение захваченных на ловушки электронов и дырок. Высокотемпературный отжиг частично устраняет радиационные дефекты, компенсирует H^+ и OH^- -ловушки и снижает число немостиковых атомов кислорода в диэлектрике.

В [265] была предложена модель, объясняющая процесс накопления объемного заряда на ловушках в окисле и вблизи границы раздела при облучении электронами. Полевые конденсаторы облучались потоком электронов с энергией 18 кэВ при толщине окисла 0,05 мкм и смещении 0,3 МВ/см. Зонная диаграмма, поясняющая эту модель, показана на рис. 5-23 для положительного смещения на затворе. Предполагается, что при облучении вакуумный уровень системы остается непрерывным, сохраняются высота барьера и работа выхода электронов.

Сделаем следующие допущения. До облучения суммарный заряд окисла является нейтральным (рис. 5-23, а). При облучении сохраняется однородное и равномерное распределение ловушек в окисле, которые описываются статистикой Ферми—Дирака. После облучения электроны «замораживаются» на ловушках, но описываются тем же законом распределения. При облучении положение уровня Ферми становится неопределенным и зависит от величины накопленного заряда. В первом приближении

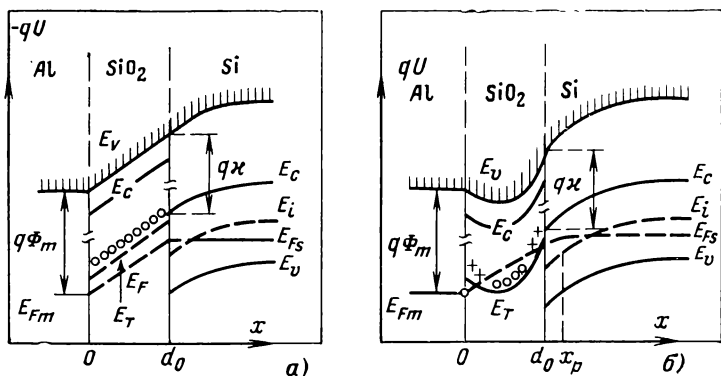


Рис. 5-23. Зонная диаграмма полевой структуры при положительном смещении затвора.

а — до облучения; б — при облучении.

это распределение по толщине можно принять линейным, т. е.

$$\psi_F(x) = V_g(1 - x/x_p), \quad (5-33)$$

где V_g — потенциал затвора; x_p — параметр прибора и $0 < x \leq d_0$ (рис. 5-23,а). Так как при облучении величины φ_m , E_T и χ (см. рис. 5-23) не изменяются, уровень залегания ловушек на границе раздела Si—SiO₂ сдвигается к уровню Ферми, а положение ловушек вблизи границы Al—SiO₂ остается постоянным. Слой окисла содержит положительно заряженные центры. При облучении заряды накапливаются на обеих границах в окисле, формируется двойной заряженный слой. В слое окисла выполняются условия решения уравнения Пуассона

$$N_T^+(x) = N_T \left\{ 1 + \exp \left[\frac{\psi_T(x) - \psi_F(x)}{kT} q \right]^{-1} \right\}, \quad (5-34)$$

где

$$\psi_T(x) = \psi_{T0} + \varphi_m \text{ и } \psi_{T0} = -[E_T(0) - E_F(0)]/q. \quad (5-35)$$

Для решения уравнения Пуассона следует учитывать граничные условия

$$\psi(0) = V_g + \varphi_m, \quad \psi(\infty) = 0 \text{ и } \Delta D(d_0) = \rho_s. \quad (5-36)$$

Решение системы уравнений (5-34) — (5-36) позволяет определить распределение потенциала плоских зон в приборе как в процессе, так и после облучения. На-

пример, для дозы $2 \cdot 10^{18}$ см⁻² ловушек в окисле инверсия наступает при напряжении порядка 8 В.

Распределение объемного заряда в различных диэлектриках при облучении электронами исследовалось в [226]. Перечисленные материалы и доза облучения представлены в табл. 5-8. Облучение проводилось потоком быстрых электронов с энергией 1 МэВ при длительности импульса 40 мкс и средней плотности электронного тока 0,01 А/см².

В [267] предложен метод получения полевых структур, обеспечивающий, по мнению авторов, высокую радиационную стойкость приборов при электронном и гамма-облучении. На очищенную поверхность p -Si пиролизом $AlCl_3 + CO_2 + H_2$ в газовой фазе при температуре 850°C наносили пленку Al_2O_3 . Для измерения параметров МОП-конденсаторов была разработана функциональная установка, принципиальная схема которой показана на рис. 5-24. Образцы облучались потоком гамма-излучения дозой до 10^6 рад. При формировании диэлектрической пленки на поверхности кремния образовывался в процессе осаждения Al_2O_3 тонкий переходной слой SiO_2 . Облучение вызывало появление новых локальных уровней в диэлектрике, перезарядку ловушек и ионизацию примесных и собственных уровней.

У диэлектрика обнаружено три значения уровней, вызванных облучением — 3,3; 3,9 и 4,4 эВ с сечением захвата $1,6 \cdot 10^{-13}$ и $7,1 \cdot 10^{-14}$ см². Эти уровни соответствуют

Т а б л и ц а 5-8

Параметры облучения различных материалов [266]

Параметр	Кварц	Боросиликатное стекло	Полиэтилен
Толщина, см	0,476	1,27	1,27
Диэлектрическая постоянная .	3,8	5,0	2,5
Плотность, г/см ³	2,6	2,2	0,95
Индукцированный заряд при облучении, кул/см ²	$0,35 \cdot 10^{-6}$	$0,32 \cdot 10^{-6}$	$0,51 \cdot 10^{-6}$
Плотность электронного тока, мА/см ²	9,2	8,3	11,6
Доза облучения, рад/с	$1,81 \cdot 10^9$	$1,35 \cdot 10^9$	$3,33 \cdot 10^9$
Индукцированная проводимость при облучении	$1,4 \cdot 10^{-8}$	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$1,8 \cdot 10^{-8}$

локализованным электронным состояниям в окисле алюминия. Для локализованных дырочных состояний в окисле обнаружено четыре значения глубины залегания — 2,1; 2,6; 3,0 и 3,4 эВ относительно края валентной зоны с несколько большим сечением захвата.

Пленки Al_2O_3 имеют ряд преимуществ по сравнению с другими традиционными диэлектриками. Они практи-

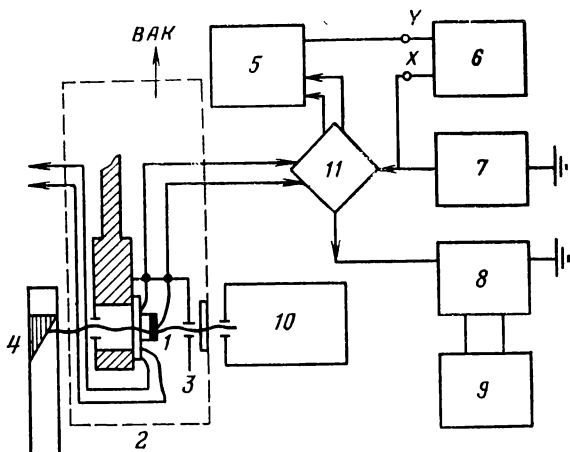


Рис. 5-24. Блок-схема измерительной установки для изучения деградации образцов при облучении.

1 — образец; 2 — реакционная камера с откачкой; 3 — диафрагма; 4 — источник облучения; 5 — емкостной мост; 6 — самописец; 7 — усилитель постоянного тока; 8 — виброэлектрометр; 9 — регистрирующее устройство; 10 — оптический монохроматор; 11 — предусилитель.

чески не содержат ионы Na^+ , обладают низкой плотностью поверхностных состояний, стабильны к образованию ионизирующей радиацией различного рода дефектов; приборы, выполненные на основе этих пленок, быстро стабилизируют свои характеристики при облучении и с ростом дозы облучения практически сохраняют рабочие параметры. При облучении гамма-излучением в пленках Al_2O_3 возникают дополнительные электронные ловушки с низкой подвижностью. Недостатком таких пленок является относительно высокая в сильном поле подвижность дырочных ловушек.

Типичное изменение потенциала плоских зон U_{FB} в зависимости от длительности гамма-облучения показано на рис. 5-25. Видно, что с ростом дозы облучения вели-

чина как положительного, так и отрицательного значения потенциала при различной полярности опорного смещения убывает, стремясь к насыщению. На рис. 5-26 схематически показана зонная диаграмма прибора при различной величине смещения на затворе. Толщина переходного слоя SiO_x достигала 1,5 нм. Режим, изображенный на рис. 5-26,а, соответствует отсутствию инжекции

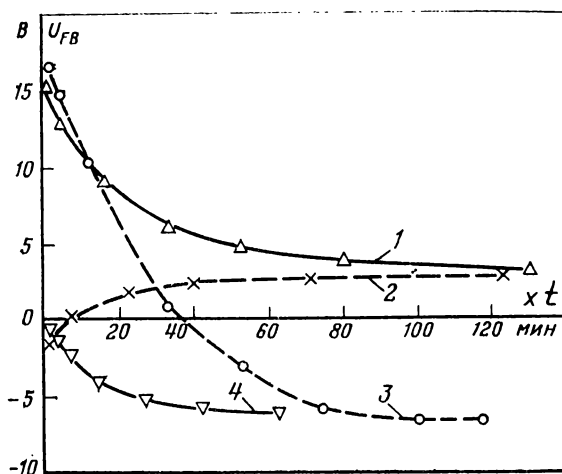


Рис. 5-25. Зависимость потенциала плоских зон в полевых конденсаторах от длительности гамма-облучения при величине смещения на затворе, В.

1, 2 — -15; 3, 4 — +15. Температура отжига, °C: 1, 4 — 100; 2, 3 — 400.

в диэлектрик, а режим на рис. 5-26,б — туннелированию электронов из кремния непосредственно на ловушки в окисле. Инжекция наступает при достаточно большом положительном смещении затвора. Поглощение радиационных квантов стимулирует квазитермический перескок электронов и дырок по локализованным состояниям в тянущем поле. Одновременно происходит рекомбинация электронов и дырок, освободившихся с локальных уровней при облучении. При большом отрицательном смещении все электронные ловушки вблизи границы с кремнием заполнены, а ловушки в объеме окисла являются пустыми за счет рекомбинации с дырками. При сильном положительном смещении наблюдается обратная картина.

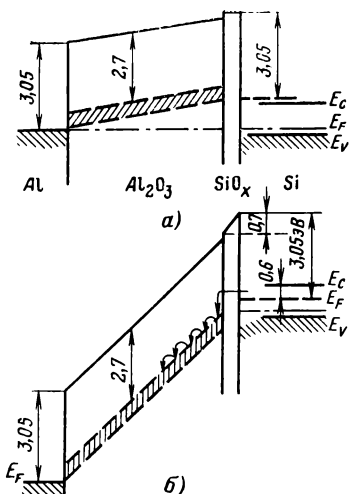


Рис. 5-26. Зонная диаграмма полевой структуры при облучении. Величина напряжения затвора, В.

а — 0; б — +15.

Таким образом, электронные ловушки оказывают существенное влияние на радиационную стойкость пленочных диэлектриков, а также приборов с преобладающим механизмом электронной инжекции. Радиационная стойкость материала будет также возрастать, если при облучении электронные уровни будут компенсироваться дырочными, поэтому полевые приборы с двойным диэлектриком должны обладать большей радиационной стойкостью, по крайней мере при электронном и гамма-облучении, по сравнению с обычными однослойными структурами.

5-5. Диэлектрики в приборах с зарядовой связью

При подаче на электрод, изолированный от поверхности полупроводника тонким слоем диэлектрика, импульса напряжения, полярность которого соответствует знаку заряда основных носителей, эти носители отталкиваются от поверхности и возникает слой обеднения, глубина которого зависит от величины приложенного напряжения и концентрации примеси в подложке. Электрическое поле в «поверхностной потенциальной яме» ускоряет движение неосновных носителей по направлению к поверхности. Неосновные носители, возникающие в результате тепловой генерации, фотовозбуждения или инжекции из $p-n$ -перехода, устремляются к поверхности и накапливаются там. Образовавшийся поверхностный слой подвижных носителей заряда изменяет электрическое поле, возникающее под действием внешнего напряжения, и уменьшает ширину области обеднения и электростатический потенциал на поверхности полупроводника [268].

Поскольку в результате тепловой генерации создается заряд неосновных носителей, достаточный для нейтрализации поля, заряд (или отсутствие заряда) в потенциальной яме можно использовать для получения информации в течение короткого промежутка времени. Время, необходимое для установления теплового равновесия, в сильной мере зависит от ширины запрещенной зоны полупроводника, температуры и предшествующей обработки поверхности полупроводника. Для чистого отожженного кремния это время колеблется от нескольких минут при комнатной температуре (ограничение накладывается объемной генерацией) до нескольких десятков миллисекунд для структур, прошедших полный технологический цикл

обработки (ограничение связано с поверхностной генерацией). Так как основное внимание уделяется обработке диэлектрика в приборах с зарядовой связью, характеристическое время для которых составляет несколько микросекунд и меньше, то время установления теплового равновесия не обязательно будет являться ограничивающим фактором.

Использование неравновесных явлений в приборах, которые служат для накопления и преобразования сигналов, несущих информацию, развивается в последние годы по нескольким направлениям. В большинстве обычных современных приборов используются явления, которые можно поддерживать в течение неограниченного времени, поэтому по отношению к этим приборам не накладываются никакие ограничения по длительности сигнала. В приборах с зарядовой связью, напротив, заряд, соответствующий сигналу, должен быть создан, преобразован и передан за время меньшее, чем время установления теплового равновесия. Это не значит, что нельзя создать приборы, работающие на непрерывном сигнале и выдающие непрерывный сигнал на выходе; это только означает, что недопустимо использование режимов, при которых области обеднения достигают теплового равновесия.

Хотя накопление информации само по себе является заманчивой целью, возможность использования свойств поверхностных потенциальных ям значительно увеличится, если удастся перемещать заряд, несущий информацию, от одной точки к другой вдоль поверхности. Это вполне осуществимо, так как в отличие от фиксированного заряда ионизированной примеси поверхностный заряд неосновных носителей подвижен. Еще одно преимущество заключается в возможности осуществления таких функций, как суммирование двух сигналов, управление одним сигналом с помощью другого сигнала меньшей амплитуды и т. д.

Целесообразно рассмотреть по крайней мере две структуры с такими возможностями. В структуре с движущейся потенциальной ямой заряд, накопленный в данной области обеднения, переносится в непосредственно прилегающую область за счет создания во второй области более глубокого обеднения. При циклическом изменении потенциалов, приложенных к электродам структуры, последовательность потенциальных минимумов следует вдоль поверхности полупроводника и неосновные носители, связанные с этими минимумами, движутся вместе с ними. Хотя в такой структуре и осуществляется перенос заряда, ее возможности ограничены отсутствием усиления и непосредственного управления переносом заряда. В результате возникает необходимость в дополнительных приборах с такими функциями. Кроме того, расстояние между соседними областями ограничено величиной, не превышающей удвоенной ширины обедненного слоя, так чтобы область обеднения могла «втягивать» заряд, созданный в близлежащей области. Рассматриваемый ниже транзистор с зарядной связью (ТЗС) способен выполнять не только основную функцию переноса заряда, но и усиление сигнала. Кроме того, в этом приборе можно осуществлять управление переносом одного заряда с помощью другого.

Транзистор с зарядовой связью. Во время работы такого устройства неосновные носители, несущие сигнал (единицу информации), сначала индуцируются в источнике, а потенциалы источника и приемного электрода устанавливаются таким образом, чтобы обеспечить возможность переноса заряда к приемной области.

Перенос заряда не осуществится до тех пор, пока поверхностный потенциал области передачи будет меньше потенциала источника, т. е. поверхностный потенциал управляет переносом заряда. Так как потенциалом области передачи можно управлять независимо с помощью перекрывающего электрода, краевые поля накопительных электродов не будут влиять на работу прибора, поэтому оказывается, что источник и приемная область физически отделены друг от друга при любом удобном для работы расстоянии между ними.

Таким образом, перенос заряда в ТЗС не является автоматическим следствием подачи на одну из областей накопления потенциала меньшей величины. Это создает возможность переноса заряда в определенных условиях, однако перенос осуществляется только после снижения потенциального барьера в передающей области.

В процессе переноса заряда поверхностный потенциал источника снижается до тех пор, пока не станет равным барьерному потенциалу. В этот момент поток зарядов полностью прекращается. Если теперь барьер снова понизить или увеличить потенциал источника, опять возникнет поток заряда, который будет существовать до тех пор, пока не установится равенство потенциалов. Этот принцип можно использовать для управления переносом заряда с высокой точностью.

Если емкость передающего электрода существенно меньше емкости источника, дополнительное количество передаваемого заряда будет больше величины заряда, необходимого для изменения барьерного потенциала, т. е. такая структура способна усиливать заряд. Если суммарная емкость, подключенная к электроду приемника, меньше емкости, подключенной к источнику, оказывается возможным усиление напряжения.

Детальное описание принципа работы приборов с зарядовой связью выходит за рамки данной книги.

Рабочие характеристики ПЗС. В [269] отмечается, что в производстве полевых приборов широко используются маскирующие и пассивирующие свойства пленок Si_3N_4 . Для повышения однородности таких пленок по толщине и составу предложен метод парофазного осаждения Si_3N_4 пиролизом смеси SiCl_4 и NH_3 , реакция между которыми протекает при температуре, близкой к температуре осаждения. Это обеспечивает получение более однородного осадка на большой площади. Разброс по толщине при таком методе не превышал $\pm 5\%$, производительность метода 10 подложек за один цикл. Метод удобен при получении структур типа ПЗС с высокой плотностью упаковки.

Характеристики приборов с зарядовой связью (ПЗС) с высокой плотностью упаковки описаны в [270—271]. Были изготовлены регистры сдвига общего назначения. Исследовались эффективность переноса заряда, частотные характеристики, влияние режима «сдвинутого нуля» и температурные характеристики приборов на 8128 и 256 бит. Показано, что значения эффективности переноса соответствуют характеристикам лучших современных образцов (99,98—99,99% на единичный акт переноса, 99,96% на бит, суммарная эффективность переноса заряда для прибора в целом составляет 98—98%). При тактовой частоте 5 МГц ПЗС на 128 и 256 бит обеспечивают передачу информационного сигнала с частотой 10—20 МГц на больших частотах при меньшей длине цепочки. Обнаружено, что в НЧ-режиме работа приборов характеризуется временем задержки вход-выход порядка 1 с при комнатной температуре, что соответст-

вует передаче 256 бит при тактовой частоте 500 Гц. Время задержки обратно пропорционально изменению собственной концентрации носителей, последняя зависит от температуры образца. Использование режима «сдвинутого нуля» или фоновое напряжение не оказывает существенного влияния на рабочие характеристики приборов при тактовой частоте ниже 1 МГц, однако позволяет расширить частотный диапазон «длинных» приборов до 4—5 МГц. Высокая разрешающая способность таких структур позволяет использовать их в компактных регенерирующих усилителях. При регенерации полезного сигнала через каждые 32 бит время передачи составляет 16 мкс при тактовой частоте 1 МГц. Разработанные ПЗС могут найти применение при создании памяти на 32 кбит на пластинах диаметром до 40 мм.

Результаты числового расчета модели ПЗС с перекрывающимися затворами для двух- и четырехтактных приборов представлены в [242]. Система из перекрывающихся затворов может быть реализована на поликристаллическом кремнии напылением алюминия. Показано, что на всех этапах переноса заряда постоянные времени процесса пропорциональны произведению длин передающего и накопительного электродов и обратно пропорциональны поверхностной подвижности. В последние годы выделяются три основных класса ПЗС [273]: транзисторные цепочки, поверхностные приборы с зарядовой связью и объемные приборы с зарядовой связью. ВЧ-ограничение переноса и хранения информации в таких приборах связано с величиной коэффициента неэффективности прибора и его протяженностью между каскадами, регенерирующими информативный заряд. НЧ-предел связан со скоростью генерации заряда. Необходима разработка новой технологии, обеспечивающей получение ПЗС-микросхем с малым числом центров захвата носителей в диэлектрике и током утечки. Распределение потенциала в ПЗС при отсутствии подвижных неосновных носителей при нулевом межэлектродном заряде исследовано в [271].

Недавно разработаны двухфазные приборы с зарядовой связью с перекрывающимися поликремниевыми и алюминиевыми затворами [275], у таких ПЗС поликремниевые затворы одной фазы перекрываются алюминиевыми затворами другой фазы. Регистры сдвига состоят из 64 и 128 ячеек. Толщина SiO_2 под поликремниевыми затворами составляла 1000 нм, а под алюминиевыми затворами — 240 нм, ширина канала 127 мкм, неэффективность переноса заряда на один затвор $5 \cdot 10^{-5}$. При отсутствии постоянно циркулирующего заряда потери при переносе связаны, главным образом, с захватом заряда поверхностными состояниями на границе раздела $\text{Si} - \text{SiO}_2$. При уменьшении ширины канала от 127 до 12,7 мкм неэффективность переноса заряда увеличивается до $3 \cdot 10^{-4}$. В некоторых случаях рекомендуется использовать ПЗС с перекрывающимися затворами и вжигаемым каналом [276]. Теоретический обзор и расчет уравнения переноса зарядового пакета для ПЗС различного типа выполнен в [277].

В приборах типа ПЗС делают попытки использовать в качестве диэлектрика пленки карбонитрида кремния или бора, легированные Mg до концентраций 5—40% [274], а также использовать пленки Si_3N_4 , полученные катодным распылением в модифицированном пенинговском разряде и смеси азота с аргоном [276].

В [276] был выполнен расчет предельно возможных параметров приборов с переносом заряда, обусловленных неполнотой переноса

и шумами. В [277] предложены так называемые перистальтические приборы с зарядовой связью, в которых перенос заряда осуществляется оносительно далеко от поверхности полупроводника. Там же описана ИС, позволяющая получить потери при передаче заряда до 0,01% при частоте тактовых импульсов выше 100 МГц. В [278] патентуется конструкция прибора типа ПЗС, где хранение и перенос информации в виде зарядовых пакетов свободных носителей осуществляются в объеме полупроводника по каналу, удаленному от поверхности. Эффект углубления канала достигается за счет использования приповерхностного слоя полупроводника с проводимостью, противоположной типу проводимости подложки. К приповерхностному слою прикладывается напряжение, полностью обедняющее этот слой основными носителями, в результате чего в слое формируется максимум распределения потенциала, который расположен в глубине полупроводника. Фиксированный заряд, переносимый по таким ямам между максимумами, вызывает изгиб энергетических зон при фиксированных значениях потенциала на границах канала. Наиболее удобной реализацией структур подобного типа является *p-n*-переход большой площади с барьером, расположенным в объеме полупроводника, и используемый вместе с обычным поверхностным барьером МДП-структуры. Аналогичным может оказаться принцип действия МДПДМ-структуры. Предлагается также использовать многослойные *p-n*-структуры, где каналы в слоях одного типа проводимости служат для хранения и передачи информации и изолированы друг от друга барьерами, образуемыми в слоях другого типа проводимости. Для выполнения ряда логических операций можно одновременно использовать два канала одного типа и заданной топологии коммутации между ними.

В [278] предложена конструкция двухфазного ПЗС без обычной асимметрии структуры, предупреждающей перенос зарядовых пакетов в обратном направлении. Конструкция реверсивного ПЗС включает в себя последовательность пар управляющих электродов с большим зазором между каждой парой, что обеспечивает хранение и перенос пакетов в потенциальных ямах под этими областями. Фиксированный заряд может быть как локализован в широких зазорах между электродами, так и равномерно распределен по всей поверхности прибора и сосредоточен либо в приповерхностном слое полупроводника, либо в диэлектрике. Однонаправленность переноса достигается за счет асимметрии управляющих напряжений, подаваемых на управляющие электроды с заданным фазовым сдвигом. Указывается также на возможность использования ПЗС с непрерывным резистивным электродом [279]. Металлические электроды на поверхности диэлектрика не изолированы, как обычно, а соединены участками высокоомного резистивного материала. Это предупреждает возникновение паразитных барьеров в ПЗС и увеличивает скорость считывания информации.

5-6. Полевые детекторы ядерного излучения

Во многих современных физических исследованиях используются детекторы ядерных частиц и детекторы излучения, например детекторы ИК-излучения [280—282]. В [280] исследовались факторы, стимулирующие

улучшение характеристик детекторов ИК-излучения в длинноволновой области спектра. Такие детекторы имеют очень слабый электрический сигнал и поэтому нуждаются в предусилителях, работающих при криогенных температурах и расположенных очень близко к датчику. Такое расположение необходимо для увеличения соотношения сигнал/шум, сохранения частотных характеристик детектора и согласования импедансов детекторов и кабеля.

В последние годы был выполнен ряд исследований, связанных с применением транзисторов для указанных целей. Было показано, что некоторые плоскостные полевые транзисторы (JFET) и полевые транзисторы с изолированным затвором (MOSFET) удовлетворительно работают при криогенных температурах [281]. У большинства полевых транзисторов при снижении температуры наблюдается увеличение малосигнальной крутизны g_m . Существенное влияние на работу таких транзисторов оказывает тонкий слой диэлектрика. В [282] показано, что при замене источника смещения затвора импульсным генератором при изменении соотношения длительности и скважности импульсов получены такие изменения вольт-амперных характеристик, которые можно объяснить перегревом образца. Оценивалось напряжение шума на входе при ширине полосы 3—150 Гц. Установлено, что шум при 4,2 К имеет характер $1/f$, а его амплитуда существенно превышает значения, рассчитанные для теплового шума. В [283—285] были исследованы шумы различных транзисторов при криогенных температурах. Показано, что НЧ-шумы имеют вид $1/f$ и, так же как в [285], существенно больше расчетного теплового шума.

Приборы для исследований при гелиевых температурах были отобраны в соответствии с рекомендациями [285]. В их число вошли JFET на основе германия и четыре типа MOSFET на основе кремния. Краткие сведения об исследуемых приборах представлены в табл. 5-9.

Вольт-амперные характеристики исследуемых приборов измерялись при 300,77 и 4,2 К с помощью записывающего устройства. Как показано в [284], токи насыщения, определяемые ростом проводимости прибора, при понижении температуры увеличиваются, что вызывает рост малосигнальной крутизны g_m .

На рис. 5-27 показана температурная зависимость g_m при постоянных значениях потенциала затвора и стока V_{GS} и V_{DS} . Для исследованных образцов наибольшие

Таблица 5-9

Типы исследованных приборов [285]

Фирма-изготовитель	Тип	Канал	Режим работы	Конструкция
Texas Instr	T1X M12	p	Обеднение	Германиевый ППТ (FET)
Motorola	2N3797	n	Обеднение и обогащение	Кремниевый МОП ПТ (MOSFET)
Texas Instr	3N160	p	Обогащение	Кремниевый МОП ПТ (MOSFET)
General Instr	MEM517	p	Обогащение	Кремниевый МОП ПТ (MOSFET)
General Instr	MEM520	p	Обогащение	Кремниевый МОП ПТ (MOSFET)

изменения малосигнальной крутизны происходят в диапазоне 300—77 К. Причина этого явления обсуждается ниже. Температура прибора T_D выше температуры окружающей среды T_A , так

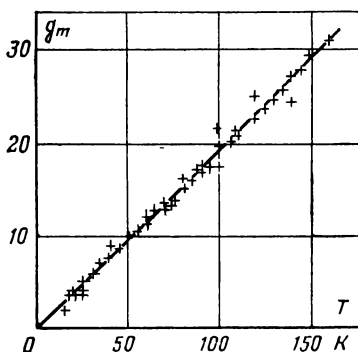


Рис. 5-27. Зависимость малосигнальной крутизны полевого транзистора от величины окружающей температуры.

что относительное изменение температуры $T_{D300}/T_{A77}=3,2$ в диапазоне 300—77 К, а в диапазоне $T_{D77}/T_{A4,2}=1,6$ и малосигнальная крутизна g_m зависит от температуры прибора по закону $(1/T^\alpha)$. Значение показателя степени α , усредненное в диапазоне от комнатной температуры до температуры жидкого азота, обычно составляет 0,6—0,8. Для диапазона температур прибора 50—100 К зависимость эта выражена

гораздо слабее, и для некоторых приборов g_m оказывается практически постоянной величиной. Увеличение g_m с уменьшением температуры можно объяснить увеличе-

нием подвижности электронов. Причиной увеличения подвижности при низких температурах является ослабление рассеяния электронов на колебаниях решетки [282]. Рассеяние электронов на ионизированных примесях в этом диапазоне температур проявляется очень слабо, так как при таком механизме рассеяния подвижность должна быть пропорциональна температуре.

Необходимо знать зависимость напряжения отсечки транзистора от температуры [285]. Эти характеристики исследуемых приборов измерялись при температурах 300,77 и 4,2 К. Обнаружено, что напряжение отсечки уменьшается обычно на 0,4; 2 и 1,0 В соответственно. Наибольшие изменения наблюдались в диапазоне температур окружающей среды 300—77 К.

В результате первых изменений при исследовании германиевых FET и MOSFET приборов при температуре жидкого гелия [281] возникло предположение, что эффективная температура прибора значительно выше температуры окружающей среды в области 4,2 К. Основным поводом для этого предположения послужило слабое изменение параметров и шумов приборов при изменении температуры среды от 4,2 до 77 К. С другой стороны, параметры и шумы приборов резко изменялись в диапазоне температур 300—77 К.

Для экспериментального выявления характера разогрева прибора при температуре окружающей среды 4,2 К был использован импульсный метод измерения вольт-амперных характеристик. Для исследования переходных процессов разогрева использовался метод одиночных импульсов.

Равновесные тепловые явления исследовались путем изменения длительности и частоты повторения импульса, что позволяло изменять среднюю рассеиваемую мощность в приборе.

Для объяснения экспериментальных результатов была разработана теоретическая модель, которая позволяла рассчитать переходный процесс нагрева прибора и определить установившуюся температуру его активной области для сравнения с результатами эксперимента [281].

В [286] описана возможность использование системы p -Si-SiO₂ с поверхностно индуцированным каналом в качестве детектора ядерного излучения. Прибор изготовлен из высокоомного Si p -типа. Энергетическое разре-

шение прибора для источника α -частиц Cm^{242} с энергией 5,8 МэВ достигает 1,5% и имеет хорошую стабильность во времени. Для регистрации глубины проникновения быстрых электронов в диэлектрики предложены полевые структуры с составным диэлектриком, которые позволяют получать информацию по характеру прохождения быстрых электронов через диэлектрические слои с различным спектром распределения ловушек, захватывающих свободные электроны. Например, в [287] использованы структуры $\text{SiO}_2\text{—Al}_2\text{O}_3$ с различной толщиной слоя SiO_2 , спектр ловушек которого известен. По фону появления ловушечного спектра от Al_2O_3 можно судить о захвате быстрых электронов в диэлектрике. В некоторых случаях [288] можно использовать один материал диэлектрика (например, SiO_2), полученный различными методами. Такие приборы часто обладают отрицательным сопротивлением S-типа.

В некоторых случаях эффект детектирования ядерных частиц полевыми приборами можно использовать для изучения характера миграции заряда в некристаллических диэлектриках. В работе [289] исследовалась миграция ионов Na в пленках SiO_2 , полученных термическим испарением или электронно-лучевым распылением в вакууме. Лучшие и воспроизводимые результаты получены для пленок SiO_2 , полученных катодным распылением кварцевой мишени. Установлено, что натрий в основном концентрируется в верхней части окисного слоя и спадает в глубь пленки. В ряде случаев натрий может внедряться в детали установки для катодного распыления и загрязнять получаемую этим методом пленку диэлектрика. Для регистрации примеси типа натрия в диэлектрике удобно применять нейтронную активацию диэлектриков.

Образование инверсионного слоя в кремниевых МОП-структурах может быть достигнуто посредством облучения светом. В работе [290] освещение образца проводилось со стороны полупрозрачного алюминия электрода диаметром 1,5 мм. Увеличение емкости в условиях инверсии при освещении обусловлено увеличением концентрации свободных носителей в приповерхностной области полупроводника и уменьшением времени релаксации неосновных носителей. Такие структуры могут использоваться в качестве светочувствительных детекторов ионизирующего излучения. Увеличением concentra-

ции свободных носителей в области пространственного заряда происходит за счет межзонной генерации электронно-дырочных пар. При освещении МОП-структуры время переходного процесса уменьшается от 8 мс в темноте до 3,4 мс при освещении.

5-7. Полевые транзистор-переключатели

Эффект накопления заряда в МНОП-(Al—Si₃N₄—SiO₂—Si)-структурах впервые был обнаружен у полевых транзисторов с изолированным затвором, когда для исключения нестабильностей, связанных с миграцией ионов натрия, стали использовать дополнительный слой Si₃N₄. Интерес к исследованию этого явления возобновился после того, как было установлено, что на основе полевых транзисторов с двухслойным диэлектриком SiO₂—Si₃N₄ под затвором можно реализовать элементы памяти. При подаче на затвор такого прибора электрических импульсов соответствующей амплитуды, длительности и полярности можно вызвать обратимое переключение порогового напряжения. Явление переключения из одного устойчивого состояния в другое связано с рассасыванием или накоплением нескомпенсированого заряда вблизи границы раздела нитрид — оксид.

В зависимости от толщины подслоя SiO₂ и параметров импульса перенос заряда может осуществляться прямым туннелированием между ловушками в нитриде кремния и состояниями и кремнии, туннелированием по механизму Фаулера—Нордгейма через барьер в SiO₂, за счет проводимости нитрида кремния или в результате лавинной инжекции носителей через слой SiO₂.

С целью выяснения потенциальных возможностей применения МНОП-транзисторов в качестве элементов памяти для считывания и записи исследовалось влияние различных параметров материала на зарядовые характеристики конденсаторов в туннельном режиме. Предполагалось, что на процесс прямого туннелирования и соответственно на характеристики переключения приборов существенное влияние должны оказывать незначительные отклонения толщины (до 0,3 нм) подслоя SiO₂. Так как обычные флуктуации при нормальной толщине слоя SiO₂ ~ 25 нм, получаемой в результате окисления кремния, составляют ±0,1 нм и обычно имеет место технологический разброс толщины слоя Si₃N₄, точное

представление о влиянии этих отклонений на характеристики приборов имеет важное значение не только при разработке схем, но и для контроля толщины диэлектриков в процессе производства.

Небольшие отклонения толщины диэлектрических слоев МНОП-диодов, работающих в режиме прямого туннелирования, вызывают существенные сдвиги напряжения плоских зон при подаче импульсов. В реальных запоминающих устройствах эти сдвиги могут заметно уменьшить расстояния между устойчивыми положениями прибора (или изменить размеры гистерезиса). Сдвиг порогов группы МНОП-приборов, изготовленных с использованием двухслойного диэлектрика при заданных отклонениях толщины диэлектрика, можно предсказать с помощью полуэмпирического метода, если известны характеристики переключения номинального прибора. Экспериментально подтверждено, что отклонения в толщине диэлектрика больше $\pm 0,1$ нм вызывают существенные сдвиги пороговых напряжений, что вредно сказывается на характеристиках запоминающих элементов.

Однако следует отметить, что в МНОП-полевых транзисторах, у которых диффузионные области могут служить источниками неосновных носителей, можно ожидать, что условия сильного поля будут выполняться при обеих полярностях импульсов, прикладываемых к затвору. В этом случае влияние сдвигов пороговых напряжений на расстояние между устойчивыми состояниями (петлю гистерезиса) можно уменьшить, если толщина окисла всегда остается меньше заданного значения.

Для использования в полевых транзистор-переключателях повышенной термостойкости предлагается использовать пленки AlN , полученные испарением Al в атмосфере NH_3 [292]. Толщина диэлектрика изменяется в пределах $0,1\text{--}2,5$ мкм. Структура тонких пленок аморфная, при увеличении толщины выше $0,3$ мкм появлялась текстура, тип которой определяется условиями конденсации и толщиной диэлектрика. Удельное сопротивление $6 \cdot 10^{13}$ Ом·см, электрическая прочность $3 \cdot 10^6$ В·см $^{-1}$. Пленки обладают пьезоакустическими свойствами.

Для изготовления полевых транзисторов с низким уровнем собственных шумов рекомендуется применение пленок SiO_2 , диффузия примесей с низкой поверхностной концентрацией, выбор соответствующей топологии эле-

ментов. Например, по данным японских фирм малошумящими транзисторами в настоящее время являются 2SA7256 и 2SC1312. На низких частотах при использовании полевых транзисторов в логических и линейных схемах рабочая точка должна проходить между омической областью и областью лавинного пробоя через режим насыщения для проводящего канала. У таких транзисторов наиболее важным параметром является зависимость тока истока от напряжения затвора [293]. Используя комбинацию полевых приборов с пассивными элементами, можно построить аттенюаторы, мультипликаторы, усилители, генераторы и фазовращательные цепи. Обзор рабочих характеристик полевых транзисторов дан в работе [294]. По принципу построения такие приборы делятся на приборы с p - n -переходом и изолированным затвором, последние получили наибольшее распространение. У приборов с изолированным затвором возможно построение транзисторов со встроенным каналом и без него, что позволяет при нулевом смещении иметь определенное значение тока стока или его полное запираение. Полевые транзисторы с различными диэлектриками в последние годы позволяют реализовать большой входной импеданс в интегральном и навесном исполнениях.

Полевые составные транзисторы наиболее часто выполняют из комбинации диэлектриков типа SiO_2 и Si_3N_4 и затвором различной конфигурации. Возможны приборы с простым, сложным и комбинированным затвором. В последние годы предлагается также использовать двухслойный диэлектрик для межэлектродной изоляции эмиттерной и коллекторной областей в планарном исполнении [294]. В ИС часто используется комбинированное включение для реализации полупункциональных устройств в соединении переключательных и полевых приборов с одним общим затвором типа ПЗС-структур. Оптимальной сейчас считается технология двухслойного диэлектрика, основанная на комбинированном методе разложения кремнийсодержащих органических соединений и реактивном катодном распылении. Несколько худшие результаты получают при термическом окислении кристаллов кремния.

В [295] описан способ создания МДП-транзистора с прецизионно контролируемой длиной канала. В основу способа положена последовательная диффузия двух примесей различного типа в одно окно, созданное в окис-

ном слое. В результате в кремниевой пластине создается, например, n - p - n -структура. Электрод затвора полевого транзистора располагается над узкой (менее мкм) полосой p -области, покрытой тонким окислом. Для подведения контакта к p -области предлагается использовать тонкий эпитаксиальный слой n -Si на подложке p -типа. В этом случае диффузия p -примеси ведется до смыкания с p -Si, к которому затем создается омический контакт. Основы технологии ИС со структурой МДП изложены в [296]. Большое внимание уделяется влиянию технологических процессов на такие параметры, как заряд в окисле и плотность поверхностных состояний.

В [297] исследовались бистабильные состояния, возникающие в структурах металл-диэлектрик- n - p^+ — Si. При подаче напряжения, смещающего в прямом направлении p - n -переход и переводящего полупроводник в обедненное состояние, происходит скачкообразный переход из проводящего в изолирующее состояние. Приборы изготавливались напылением Mo электрода на слой Si_3N_4 толщиной 2—20 нм, слой эпитаксиального n -Si выращивался на p^+ -подложке. Изменение сопротивления на шесть порядков достигалось за 5 нс. Импеданс прибора определялся наличием или отсутствием инверсного слоя в МОП-структуре. В обоих случаях наблюдалась отличная от нуля проводимость диэлектрика.

Элементы памяти могут быть реализованы на основе МОП-транзисторов с двухслойным затвором в режиме лавинной инжекции. Такой прибор представляет собой дальнейшую разработку МОП-структуры с плавающим затвором, предназначенной для хранения информации. Структура выполнена на n -Si с удельным сопротивлением 5 Ом·см и ориентацией (100). Окисел под затвором получен термическим окислением при температуре 1100°C при толщине 160—200 нм. Плавающий электрод представляет собой слой поликристаллического Si, полученного разложением силана при 600°C с последующим легированием бором. Одновременно с диффузией бора создаются истоковые и стоковые области. Затем поликристалл окисляется и наносится управляющий электрод, длина которого несколько меньше длины плавающего затвора для осуществления оптического стирания. Электронная инжекция в плавающий затвор происходит при энергии электронов 3,1 эВ, соответствующей работе выхода из кремния в SiO_2 .

Диодные и триодные структуры подобного типа описаны в работе [297]. И в этом случае используются пластины кремния с ориентацией [111] или [100], легированные фосфором и бором с удельным сопротивлением 15 и 3 Ом·см соответственно. Пленка SiO_2 получена пиролизом силана в парах H_2O и SiO_2 при температуре 900°C , толщина диэлектрика 0,1 мкм. Нижний слой составного диэлектрика получен термическим окислением базового кремния до толщины 64—80 нм в сухом кислороде. Прибор нуждается в электрической формовке и термической стабилизации окисла. Амплитуда записывающего импульса 80 В, напряжение плоских зон 100 В.

В полевых приборах, выполненных по трехэлектродной системе, удастся реализовать варакторный эффект. Введение третьего электрода упрощает развязку между сигналом и напряжением смещения. Форма электродов и их взаимное расположение определяют коэффициент перекрытия по емкости. Для изготовления приборов используется стандартная технология.

Для высокотемпературных схем в последние годы успешно разрабатываются полевые транзистор-переключатели на основе GaAs с каналом, полученным ионной имплантацией [298]. Обычно такой прибор является полевым транзистором истощенного типа с диодом Шоттки в области затвора, который формируется внедрением атомов в канальную область методом ионной имплантации. Диапазон рабочих частот таких приборов 1—12 ГГц. В другом варианте изготовления транзисторных структур для ИС в слое SiO_2 на поверхности $p\text{-Si}$ над локальными диффузионными n^+ -областями вскрываются окна меньших размеров по сравнению с n^+ -областями [289]. В этих областях вытравливаются углубления, которые затем зарастают $n\text{-Si}$. В процессе эпитаксии в карманах образуются участки поликристаллического кремния, при травлении которых удаляется и приповерхностная часть монокристалла. Травление прекращают после полного удаления поликристалла. Поверхность кремния устанавливается примерно на одном уровне со слоем SiO_2 , используемым в качестве маски при эпитаксии. Дальнейшие операции аналогичны операциям планарной технологии изготовления ИС.

В работе [300] исследовался дрейф ионов натрия при комнатной температуре через специально загрязненные пленки SiO_2 под влиянием смещения на затворе. На

термически окисленную поверхность осаждался слой NaCl при погружении пластинки в водный раствор поваренной соли или при возгонке сухой соли. Характер дрейфа примесных ионов регистрировался на различных стадиях пробоя диэлектрика, поверх которого напылялся металлический алюминий. После металлизации пластинки отжигали при 400°C в атмосфере азота в течение 20 мин. Установлено, что повышенная проводимость электронов через диэлектрик и изменение электрической прочности во времени (эффект Пика) связаны с миграцией ионов под действием поперечного поля в области затвора.

В [301] предлагается транзистор с диффузионным затвором, каналом между подложкой *p*-типа и диффузионным затвором *p*-типа в эпитаксиальном слое для достижения максимального напряжения затвор-сток, высокой крутизны вольт-амперной характеристики и увеличение произведения коэффициента усиления на полосу частот. С этой целью вводится дополнительная диффузионная область *n*-типа, которая проходит через область *p*-затвора или частично сдвинута в сторону стока, обедняется *n*-областью и распространяется в *p*-подложку.

В [302, 303] описаны методики измерения рабочих характеристик полевых транзисторов в режиме лавинной инжекции. В [304] предлагается метод определения поперечных неоднородностей в МОП-приборах, основанный на зависимости ширины обедненного слоя от потенциала поверхности. Рассмотрены две области применения метода выявления неравномерностей распределения встроенного заряда в диэлектрике или высоты потенциального барьера прибора вдоль границы раздела диэлектрик — полупроводник: определение влияния технологических параметров и тренировочных циклов на неравномерность распределения тех же параметров. Измерения проводились на частоте 6 МГц. Было обнаружено, что эффект осцилляции вольт-фарадных характеристик обусловлен зарядовыми и разрядовыми процессами при генерации встроенного заряда в окисле, который формируется при облучении плазмой в процессе нанесения пленки SiO₂ или за счет внедрения посторонних примесей. У полевых структур Si — LiNbO₃ наблюдалось регулируемое взаимодействие между упругими поверхностными колебаниями и носителями заряда в радиочастотном диапазоне. При определенных режимах в такой структуре генерируются и детектируются колебания

в диапазоне частот 35—310 МГц [305]. У структур с составным диэлектриком $\text{PbO} \cdot \text{SiO}_2$ в полевых приборах можно получить значительную эмиссию электронов через диэлектрик и тем самым получить новый класс приборов [306]. Недостатками структур подобного типа является нестабильный захват электронов и их накопление на границе диэлектрика с полупроводником, что приводит к миграции напряжения затвора прибора.

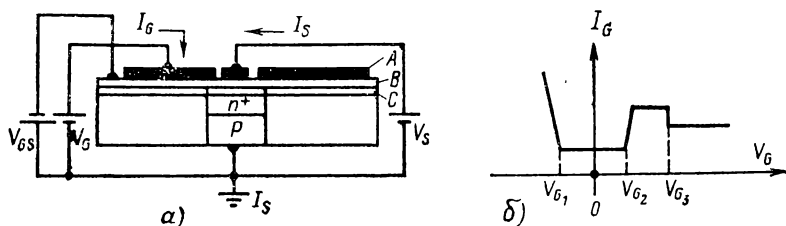


Рис. 5-28. Принципиальная схема полевого транзистор-переключателя.

A — алюминиевый электрод; B — пленка Al_2O_3 ; C — пленка SiO_2 . Внизу указано распределение потенциала.

При пробое полевого диэлектрика может реализоваться случай токового шнурования носителей, инжектируемых в лавинном режиме [307]. Эффект шнурования приводит к появлению отрицательного сопротивления S-типа. Внешним магнитным полем удастся управлять эффектом шнурования и проводить частичное легирование базового полупроводника под каналом.

Рассмотрим подробнее электрические характеристики полевых транзисторов с двухслойным диэлектриком.

Опытные образцы структур изображены на рис. 5-28. Эюра тока в диодной структуре для обратного напряжения изображена на нижней части рисунка (рис. 5-28,б). Внутренний полевой электрод диода перекрывает рабочую область и используется для модуляции электрического поля в переходе у поверхности кремния. Внешний полевой электрод обеспечивает режим накопления по обратному току.

Пленка Al_2O_3 толщиной 0,17 мкм наносилась гидролизом AlCl_3 в смеси с $\text{H}_2 + \text{CO}_2$ при 850°C на подложки p-Si, легированные бором до удельного сопротивления 1—18 Ом·см. Толщина пленок SiO_2 равнялась $8 \div 20$ нм,

пленки были получены термическим окислением кремния в потоке влажного или сухого кислорода.

Для определения величины механических напряжений на границе раздела диэлектриков и его влияния на пробивное напряжение затвора исследовалась электрическая прочность системы двухслойного диэлектрика, в которой первоначально нанесенная пленка Al_2O_3 затем послойно стравливалась в горячей H_3PO_4 . Возможность миграции атомов или ионов алюминия из Al_2O_3 в SiO_2 определялась в структурах с верхним электродом из поликристаллического кремния, легированного фосфором. Измерения осуществлялись в интервале температур $-60 \div +23^\circ C$.

Таблица 5-10

Параметры полевых транзисторов

Тип структуры	Толщина, 10^{-10} м	Разность потенциалов $U_G - U_{FB}$	$BU_{\text{мин}}$	m	ΔBU
МАП	125	16	0,5	1,0	34—39
МОП	100	24	8	1,0	41
МОП ₁	675	69	30	0,5	1—2

Электрические характеристики p - n^+ -переходов с 2-слойным затвором приведены в табл. 5-10.

Здесь введены следующие обозначения: МАП ($Al_2O_3 + SiO_2$), МОП (тонкий слой SiO_2), МОП₁ (толстый слой SiO_2), ΔBU — порог, при котором потенциал затвора $U_G - U_{FB} = 0$; $BU_{\text{мин}}$ — снижение потенциала насыщения у затвора при большом отрицательном смещении у верхнего полевого электрода в режиме пробоя; m — наклон зависимости $BU(U_G + U_{FB})$; U_{FB} — потенциал плоских зон.

Зависимость $BU(U_G - U_{FB})$ характеризуется плавно возрастающей в сторону положительных значений $U_G - U_{FB}$ функцией с наклоном m , которая достигает насыщения при напряжении затвора выше 70 В. Пробивное напряжение BU у МАОП-структур для случая p -Si возрастает с ростом толщины пленки SiO_2 с коэффициентом пропорциональности 0,01 В/А.

Зависимость пробивного напряжения полевого электрода от величины напряжения затвора для структур

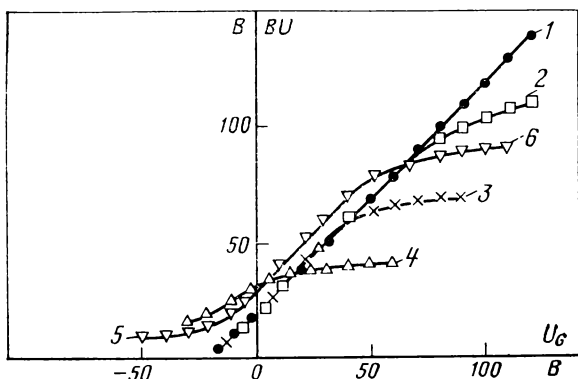


Рис. 5-29. Зависимость пробивного напряжения затвора от внешнего напряжения в схеме включения полевых транзисторов различного типа, МАП, Ом·см:

1 — 18; 2 — 4,5; 3 — 2,5; 4 — 1,0; МОП, толщина окисла, мкм: 5 — 0,1; 6 — 0,2 (удельное сопротивление базового кремния 4 Ом·см).

различных типов показана на рис. 5-29. В качестве параметра выбрано удельное сопротивление базовой подложки (концентрация легирующей примеси в кремнии). Можно выделить две области насыщения кривых. Верх-

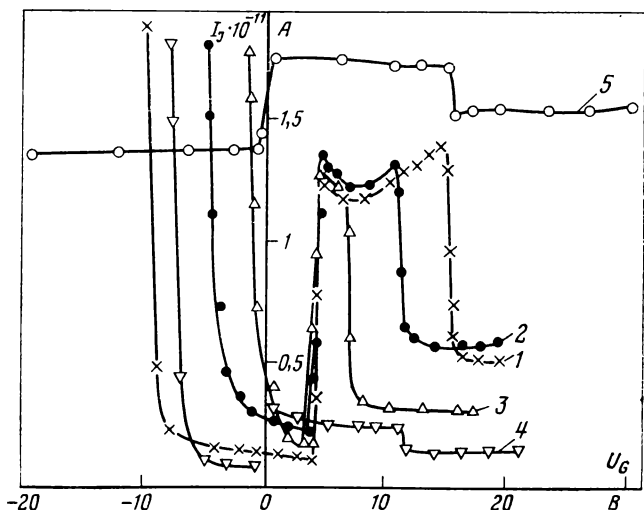


Рис. 5-30. Зависимость тока утечки от потенциала затвора для различных типов полевых транзисторов, МАП, V_j , В:

1 — 10; 2 — 6; 3 — 2; МАОП, толщина SiO_2 , мкм: 4 — 0,015; 5 — 0,2.

няя правая область насыщения зависит от концентрации легирующей примеси и спадает по мере ее увеличения. На линейном участке пробивное напряжение описывается функцией вида $BU=U_G+\text{const}$ и не зависит от концентрации примеси подложки p - n -перехода. Область насыщения почти не зависит от уровня легирования и различается лишь для типов структур. Материал полевого электрода оказывает слабое влияние на характер изменения соответствующих кривых пробивного напряжения. Аналогичная зависимость наблюдается и для МАОП-структур. Здесь наклон m возрастает от 0,4 до 1,0 с ростом уровня легирования подложки.

Изменение величины обратного тока при различных напряжениях затвора для образцов различного типа приведено на рис. 5-30. Здесь по оси ординат отложена величина этого тока в линейном масштабе. Значение тянущего обратного напряжения указано для каждого типа структур. Видно, что для $U_{GS}=2,6$ и 10 В обратный ток слабо возрастает в области напряжений между U_G и U_{G1} . Это возрастание связано с наличием генерационно-рекомбинационного тока в истощенной области полевого электрода. В области напряжений, меньшей U_{G1} , ток возрастает с ростом контактного потенциала U_G .

Для большей наглядности зависимость тянущего напряжения U_J p - n^+ -перехода от эффективного напряжения затвора $U_{FB}-U_{G1}$ для различных структур приборов приведена в табл. 5-11.

Здесь указаны толщины окислов в нанометрах, остальные обозначения для напряжений даны в вольтах. Видно, что с ростом толщины SiO_2 пороговое напряжение $U_{FB}-U_{G1}$, при котором начинается резкий рост обратного тока, возрастает при соответствующем увеличении тянущего напряжения на затворе. Величина напряженности поля оказывается не зависящей от толщины пленки Al_2O_3 в МАП-структуре, тогда как при увеличении толщины SiO_2 до 0,1 мкм (см. табл. 5-7), пробивное поле возрастает от $2,5 \cdot 10^5$ до $8,6 \cdot 10^5$ В·см⁻¹, где пробивное поле соответствует началу роста тока утечки. Аналогичная по характеру зависимость наблюдается и для МАОП-структур.

Наличие пленки Al_2O_3 способствует захвату инжектированных носителей заряда по мере увеличения поля затвора вплоть до критических значений переключения или пробоя.

Скорость или абсолютная величина сдвига пробивного напряжения затвора пропорциональна $\sigma N n_i$, где σ , N и n_i — сечение захвата ловушек, концентрация ловушек и плотность инжектированных в p - n -переход зарядов соответственно. Минимальное значение величины пробивного поля у МАП-структур достигает 0,5 В. Это напряжение относится не только к p - n^+ -контакту, но и p^+ - n -переходу.

Таблица 5-11

Электрические параметры транзисторов

Образец, толщины пленки, 10^{-10} м		$U_{FB}-U_{G1}$, В				
Al_2O_3	SiO_2	$U_J=0,5$	$U_J=10$	$U_J=5,0$	$U_J=8,0$	$U_J=10,0$
119	0	18,1	16,3	8,5	5,4	3,2
124	0	20,5	18,0	—	—	—
168	0	22,6	20,2	10,1	7,0	4,2
—	8	—	—	13,3	8,7	6,6
—	16	—	—	17,5	12,1	9,5
—	33	—	—	20,5	15,7	12,8
—	37	—	—	23,2	18,6	16,1
0	100	—	—	29,7	23,4	20,4

Высота потенциального барьера $Si-Al_2O_3$ для дырок составляет 5 эВ, для электронов 1,9. Несмотря на то, что плотность инжектированных в Al_2O_3 через p^+ - n -контакт электронов должна быть больше, чем плотность инжектированных дырок в p - n^+ -контакт, из-за различия в высотах потенциального барьера величина изменения пробивного напряжения в МАП-структурах является малой независимо от типа перехода. Это обстоятельство может быть обусловлено тем, что произведение вероятности захвата на ловушки и концентрации ловушек в МАП-структурах значительно меньше, чем в МОП-структурах.

В [308] измерялась активная и реактивная составляющие проводимости полевых приборов на частотах $20-2 \cdot 10^5$ Гц. В [309] соответствующие параметры исследовались в широком интервале температур и смещений. Разработана установка для автоматической регистрации параметров приборов при различной выдержке под испытываемым напряжением.

В некоторых случаях вместо диэлектрика в полевых лавинных приборах можно использовать слой халькогенидного стекла. Условия обратимости пробоя в таких стеклах исследованы недавно в [310]. В зависимости от температуры образца и условий его формовки пробой может иметь обратимый и необратимый характер. У стекол, содержащих Te и Se, по мере замены Te на Se абсолютное значение поля пробоя растет, а обратимость пробоя снижается. Для простых диэлектриков механизм пробоя имеет электрическую природу. Например, у пленок Si_3N_4 толщиной 10—50 нм, полученных реактивным распылением, пробой имеет электрический характер [311]. В случае пленок Al_2O_3 , полученных пиролизом $\text{Al}_2\text{Cl}_3 + \text{H}_2 + \text{CO}_2$ при температуре 850°C, пробой может стимулировать эффект переключения у составных полевых транзисторов [312]. Такие транзисторы имеют двухслойный диэлектрик затвора. Слой SiO_2 толщиной 8—20 нм получен термическим окислением базового *p*-Si во влажном O_2 при 900°C. Толщина пленок Al_2O_3 0,1—0,2 мкм. Закон изменения пробивного напряжения для различных диэлектриков от температуры и толщины приблизительно одинаковый, но материал диэлектрика и его толщина существенно влияют на рабочие характеристики полевых приборов.

Некоторые свойства и режимы работы лавинных полевых транзисторов обсуждались в [312—314]. Так, в [312] наблюдались осцилляции вольт-фарадных характеристик в конденсаторных структурах и их гистерезис. В то же время кривые тока утечки не имели каких-либо аномалий [314]. Предполагается, что перезарядка локализованных в аморфном диэлектрике электронных состояний может вызвать резонансное туннелирование, сопровождающееся появлением осцилляций тока, а накопление пространственного заряда вблизи инжектирующих электродов — гистерезис вольт-фарадных характеристик.

5-8. Приборы с лавинной инжекцией в диэлектрик

У полевых транзисторов или конденсаторов, где вместо металлического затвора используется слой эпитаксиально выращенного кремния, в режиме лавинной инжекции из затвора могут наблюдаться аномальные свойства [315], связанные с особенностями развития

лавинны и последующей лавинной ионизацией при инжекции из поликристаллического слоя кремния, выполняющего функции инжектирующего электрода, и захватом инжектированных электронов в аморфном слое диэлектрика. Рассмотрим некоторые особенности лавинной инжекции и процессов захвата на ловушки в таких структурах.

Лавинный ток через пленку Si_2 . При большом обратном смещении полевого конденсатора или транзистора может происходить лавинный пробой слоя поликристаллического кремния, выполняющего функции металлического затвора. Если при этом в области истощенного слоя сохраняется достаточно большое поле, то будет осуществляться значительная инжекция электронов в пленку SiO_2 . Распределение пространственного заряда в полевой области теперь изменяется с учетом заряда, созданного лавинным умножением в слое поликристаллического кремния. Если защитный окисел наносится на p^+-n -структуру полевого электрода, а полевой электрод находится при нулевом потенциале, то ширина истощенной области уменьшается, а область смещается при этом к поверхности так, что локальная напряженность поля в приповерхностном слое значительно превышает поле в объеме полупроводника, что приводит к пробую в этой области даже при не очень больших значениях обратного напряжения у поверхности.

Под действием нормальной составляющей поля к поверхности полевого электрода электроны, возникающие при лавинной ионизации, будут ускоряться этим полем и инжектироваться в слой окисла. Благодаря эффекту плазменного захвата в приэлектродной области измерения удобнее проводить на импульсах или переменном токе, так как за каждый полупериод плазма успевает вытягиваться из полевой области.

Характер переноса заряда и захват носителей в окисле зависит от типа структуры, толщины электронного спектра локализованных состояний, пористости и наличия влаги в диэлектрике. Заряд на ловушках создает поле, препятствующее ускорению электронов в диэлектрике. В приборах с p - n -переходами процесс лавинной инжекции приводит к деградации приборов, тогда как в полевых структурах этот процесс сопровождается миграцией полевого напряжения и порога управления затвора. В конечном итоге формируется канал повышенной

проводимости и наступает стадия необратимого пробоя диэлектрика. Захват на ловушки частично предотвращает процесс необратимых изменений в приборе.

Рассмотрим режим лавинной инжекции в полевых транзисторах с p -каналом в режиме нулевого потенциала на затворе. Если на коллектор подано большое обратное напряжение, то лавинный ток будет протекать вблизи поверхности полевого электрода, а в окисел инжектируется большое количество горячих электронов. Часть этих электронов захватывается в диэлектрике, а остальная часть достигает полевого электрода и может быть измерена. Этот процесс развивается обычно в обратном напряжении 30 В. Ток истока складывается из тока затвора и тока подложки, т. е. $I_W + I_B$. Обычно с ростом пробивного напряжения p - n -перехода полевого транзистора ток затвора экспоненциально растет.

Суммарный заряд в пленке за счет тока затвора изменяет поле порога пробоя у поверхности, в предельном случае может произойти инвертирование знака напряжения у затвора. Суммарное поле влияет на канал проводимости затвора, изменяя величину пробойной проводимости затвора.

Захват на ловушки. Эффект захвата инжектированного в окисел заряда приводит к изменению потенциала затвора и сдвигу напряжения плоских зон границы раздела диэлектрик — полупроводник.

У варакторных структур $\text{Si} - \text{SiO}_2 - \text{Si}$ вольт-фарадные характеристики изменяются в зависимости от уровня легирования и тока затвора, лавинный ток инжектируется из верхнего электрода. Дрейф электронов в окисле сопровождается миграцией опорного напряжения затвора и образованием дополнительного количества зарядовых состояний в окисле, которые вводятся со стороны поликристаллического кремния, абсолютная величина захваченного заряда существенно изменяет ход соответствующих характеристик. Если диэлектрик содержит связанную воду, то захват электронов соответствующими комплексами H^+ или образование связанных состояний у OH^- приводит к сдвигу напряжения плоских зон в сторону более положительных напряжений. При насыщении этих связей наблюдается максимум у $\Delta U_{(FBS)}$.

Электроны первоначально захватываются на границе раздела подложка — пленка или верхний электрод —

пленка. Плотность ловушек и их сечение захвата могут быть различными. Большинство электронов не в состоянии преодолеть при обычных условиях барьер на границе раздела, создавая заряд. Наиболее быстрые электроны туннелируют в диэлектрик на расстояние порядка длины свободного пробега и захватываются там ловушками. Происходит перестройка поля объемного заряда с учетом поля в окисле. Лишь небольшая часть быстрых электронов способна пройти весь диэлектрик и захватиться выходным полевым электродом.

Если выходной электрод содержит примесные центры, то инжектируемые электроны взаимодействуют с этими центрами, что приведет к изменению вольт-фарадной характеристики. Степень такого изменения должна зависеть от толщины окисла и величины прошедшего заряда. По оценкам авторов большая часть электронов захватывается в диэлектрике на толщине 10 нм, лишь небольшая доля их достигает полевого электрода.

При приложении ступеньки или импульса напряжения наблюдается спад точки утечки со временем, эта зависимость в одинаковой степени наблюдается для тока в подложке и тока в полевом электроде. Спад носит экспоненциальный характер и затухает во времени. Длительность такого процесса исчисляется минутами и достигает 1 ч. Скорость спада тока утечки зависит от плотности начального тока I_0 , плотности центров захвата и степени дрейфа в окисле. Наклон прямой в координатах $I/I_0 - \lg t$, где t — время миграции заряда, является характеристикой прибора. Соответствующие значения этой характеристики $k = I/I_0 (\lg t)^{-1}$ для различных режимов приготовления и отжига типовых образцов перечислены в табл. 5-12.

Здесь начальный ток $I_0 = 0,1 \text{ мА/см}^2$, $I_0 = 0,6 \text{ мА/см}^2$ — для первых двух случаев, частота 500 кГц, толщина чистого и легированного слоев кремния 0,5 мкм, толщина диэлектрика 0,1 мкм.

С ростом длительности и температуры отжига становится более заметным влияние диффузии бора из верхнего слоя в нижний слой кремния, а затем и в пленку SiO_2 . Так как первоначальная концентрация примеси на границе с диэлектриком ниже, чем в толще пленки, то константа спада тока со временем должна быть выше инъекции из поликристаллического слоя кремния, чем из монокристалла подложки. Лавинные токи инжекции

из подложки почти не наблюдались даже при 30 мин диффузии при температуре 1100°C. Это определяет рабочий режим легирования и диффузии примесей в типовых ПДП-структурах.

Обратное смещение приводит к освобождению электронов с ловушек в окисле. Лучшие результаты дает периодически меняющееся во времени обратное смещение или импульсное напряжение длительностью до 0,6 Гц.

Таблица 5-12

Зависимость скорости захвата носителей от режима формовки прибора

Режим отжига	Ток в подложку, мА	Ток в полевой электрод, мА
Свежеприготовленный образец	0,0001	0,108
8 мин, 1050°C	0,113	0,203
30 мин, 1050°C	0,165	0,240
30 мин, 1100°C	0,225	0,56

Токи лавинной инжекции в этом режиме в функции длительности приложенного смещения оказываются различными для подложки и полевого электрода. Для подложки не наблюдается никакого изменения тока утечки, ток полевого электрода монотонно возрастает во времени, что соответствует освобождению электронов с уровней в окисле и на границе раздела. Максимальный эффект наблюдается у поликристаллического кремния, лавинная инжекция в импульсном режиме наступает при более низких напряжениях затвора, тогда как пороговое напряжение лавинной инжекции на постоянном токе у типовых приборов соответствует 80 В. Захват электронов на ловушки в этом режиме происходит настолько быстро, что гистерезис характеристик практически не наблюдается. Длительная формовка в режиме лавинной инжекции приводит к снижению порогового напряжения и возрастанию тока утечки.

5-9. Прочие полевые приборы

Ниже рассматриваются некоторые из появившихся в последние годы гибридных типов полевых приборов, содержащих пленочный диэлектрик, а также конструкция и технология их изготовления.

В [316] патентуется реактор для выращивания из паров полупроводниковых кристаллических пленок, используемых для производства типовых полевых структур с эпитаксиальным подслоем различного типа проводимости. Газ поступает снизу по вертикальному соплу через центр вращающегося цилиндрического пьедестала, на котором крепятся подложки базового полупроводника. В верхней части сопла над подложками имеется несколько отверстий для инжекции рабочего газа. Плоская часть параллельна поверхности пьедестала, а цилиндрическая часть перпендикулярна ей. К верхушке сопла крепится крышка, имеющая плоскую и цилиндрическую части, между ними расположены отверстия для выхода газа. Крышка и пьедестал образуют дополнительный реактор. Смена головки сопла позволяет регулировать скорость газового потока и роста пленки полупроводника. Обработка базовых пластин для полевых ИС описана в [317].

Значительную роль в производстве диэлектрических покрытий для полевых структур начинают играть кремнийорганические покрытия *p-n*-переходов, заливочные компаунды и специальные смолы [308]. Фирма Dow Cornig International Ltd работает над созданием высокоэластичных кремнийорганических смол с повышенной адгезией к металлам, низким содержанием примесей, в том числе щелочных металлов и цинка и низкой проницаемостью для паров. Разработано новое однокомпонентное покрытие для диодов и полевых приборов высокой мощности, выдерживающее большое рабочее напряжение. Недостаточно высокая адгезия таких компаундов может быть устранена введением новых катализаторов с кремнийорганическим наполнителем. Кварцевый наполнитель используется для герметизации диодов и малосигнальных транзисторов, наполнитель из стекловолокна — для герметизации ИС и мощных транзисторов. Добавка пропиточных и заливочных смол обеспечивает термостойкость до 250°C у защитных покрытий. Испытания показали, что пропиточная смола с низкой вязкостью, полученная по новой технологии, может служить покрытием высокотемпературных полевых устройств, герметизировать выводы бескорпусных приборов и существенно упрощает технологический процесс серийного производства приборов. Разработаны высокотемпературные керамические компаунды. В некоторых случаях вместе

с органическими полимерами используются высокотемпературные неорганические диэлектрики [319].

Разработаны управляемые МДП-транзисторы с изменяемым *p-n*-переходом по сопротивлению [320]. На базе таких приборов изготовлены управляемые напряжением аттенюаторы на полевых транзисторах, а также новые типы транзисторов с неодородным каналом или несколькими управляемыми каналами [321, 322]. Для повышения радиационной стойкости полевых структур с каналами различного типа вводятся операции легирования пленки SiO_2 хромом, фосфором и алюминием с дополнительной термообработкой, применение многослойных защитных покрытий из SiO , Si_3N_4 и Al_2O_3 , замена термического окисла нитридом, оксинитридом или окислами переходных металлов, легированных окислами алюминия. Ожидается, что в ближайшие годы радиационная стойкость МОП-транзисторов приблизится к стойкости биполярных транзисторов [323]. Фирма RCA Corp разработала с этой целью транзистор с изолированным затвором в качестве аналога биполярного транзистора [324]. Это достигается при уменьшении толщины диэлектрика или увеличении его диэлектрической проницаемости, что приводит к увеличению крутизны и уменьшению импеданса прибора. Характерно, что в этом случае переход эмиттер-база имеет динамическую емкость, близкую к величине диффузионной емкости биполярного транзистора.

В [325] предложены два технологических способа создания полевых *n*-канальных транзисторов с изолированным затвором. В качестве подложек использованы пластины *p*-Si с концентрацией примесного бора до 10^{16} см^{-3} . В одном случае поверхность кремния окисляют под затвор до толщины 0,1 мкм в сухом кислороде при температуре 1200°C в течение 1 ч. В некоторых случаях используется Si_3N_4 . Далее на поверхность диэлектрика наносится слой Mo или W реактивным катодным распылением при температуре подложки 400°C в вакууме $7 \cdot 10^{-3} \text{ Па}$. Методом фотолитографии создаются области истока и стока. Область стока имеет кольцевую геометрию по периферии, исток расположен в центре круга с сектором рабочей области 270°C . Травление Mo проводится в смеси KOH и железосинеродистого калия, скорость травления $0,9 \text{ мкм} \cdot \text{мин}^{-1}$. Области *n*-типа получены диффузией бора в атмосфере аргона при 1100°C .

Коммутация создается одной фотолитографией и двумя травлениями. Метод может быть успешно использован для создания *p*-канальных приборов. Во втором способе после вскрытия окон под исток и сток проводится осаждение чистого окисла, легированного фосфором, пиролизом этилортосилана и триэтилфосфина в отношении 10:1. Диффузия фосфора из твердой фазы осуществляется при 1100° через SiO₂ в течение 2—16 ч. Затем проводятся вскрытие окон и фотолитография по металлу.

Рядом японских фирм разработана технология получения сверхтонких слоев SiO₂ для полевых и туннельных приборов на горячих электронах и МОП ИС с диэлектрической изоляцией логических элементов [326]. Отмечается, что влияние предварительной обработки поверхности базового Si и условий окисления является значительным при оценке воспроизводимости рабочих параметров приборов. Толщина SiO₂ менее 10 нм. Хорошие результаты получены при окислении в сухом кислороде и в парах NH₄OH+H₂O₂+H₂O=1; 1:4 при температуре 530—800°C. Другим перспективным методом является нанесение пленок Si₃N₄ и оксинитридов катодным распылением или пиролизом.

В работах [327—329] анализировались процессы старения гибридных полевых структур и оценивались предельные электрические режимы работы. При старении преобладают два процесса: постепенное изменение концентрации ловушек в диэлектрике или их перераспределение и формирование токопроводящих участков в диэлектрике, развитие сквозных и несквозных каналов повышенной проводимости при выдержке в полях выше 0,5 МВ·см⁻¹. Указанные процессы сопровождаются миграцией ионов и электродиффузией материала электродов. В то же время у полевых структур на основе GaAs—SiO₂ иногда наблюдаются аномальные ВФХ и частотные свойства: быстрое и неравномерное уменьшение максимальной емкости структуры с увеличением частоты сигнала и гистерезис. Эти аномалии могут быть обусловлены спецификой процессов генерации и рекомбинации носителей, проникающих в диэлектрик из полупроводника, на ловушечные состояния в некристаллическом диэлектрике. Аномалии подобного типа наблюдаются и у полевых структур с диэлектриком из трифторида гольмия [330].

Ряд работ посвящен анализу и особенностям переноса заряда в диэлектрических пленках в канал полевого прибора [331, 332]. Наиболее распространенным механизмом переноса являются эмиссия Френкеля-Пула, туннелирование в составных диэлектриках и токи, ограниченные пространственным зарядом в более толстых слоях. Последние преобладают в приборах с коротким каналом и в структурах с близко расположенными соседними диффузионными шинами, не перекрытыми металлом. В работе [333] разработана методика экспериментального определения порога «смыкания канала» и определяется взаимосвязь рабочих параметров прибора с его конструктивными особенностями. Специфика предпорогового «смыкания» заключается в том, что ТОПЗ в этом случае протекают в очень узкой области объемного заряда, образованной у поверхности раздела окисел — полупроводник полем металлического электрода.

Фирма Microsystems (США) разработала автоматизированную систему MILMOS для сокращения времени и стоимости проектирования низкороговых статических логических МДП-схем (высокой степени интеграции) с кремниевыми затворами и двухслойной разводкой. Эта система, объединяющая практический опыт разработчиков с машинными методами, содержит совокупность элементов основных логических функций и ячеек памяти. После выбора необходимых элементов по определенной программе производится их размещение на «чипе». Затем производится машинное проектирование межсоединений и выводов с возможной коррекцией размещения элементов. После точного расчета производится вычерчивание фотооригиналов схемы на координатографе с программным управлением [334]. В некоторых случаях расчет проводится на ЭВМ по заданной эквивалентной схеме прибора [335].

В [336] сообщалось о разработке полевых транзисторов с барьером Шоттки и ПЗС. Такие приборы выполнены по трехслойной системе *M-n-p*-структур в виде полевого транзистора с *p⁺-n*-контактами в кремнии с вольфрамовыми электродами для реализации барьера Шоттки. В качестве металлического затвора к *p-n*-структуре напылялся слой вольфрама, омическим электродом служил слой алюминия. Механизм переключения основан на накоплении дырок в истощенном слое

барьера Шоттки, перераспределении тянущего поля и туннелировании избыточных электронов через область объемного заряда у барьера. Измерение электрических параметров у таких образцов позволило получить необходимые данные для решения уравнений с помощью ЭВМ, использующихся при расчете размеров канала, величины рабочего напряжения между истоком и подложкой, а также условий стабильной работы прибора при насыщении [337].

Предложено устройство, выполняющее функции полевого транзистора дополняющего типа с изолированным затвором [338]. Такое устройство состоит из пары кремниевых МОП-транзисторов со следующей структурой. Карман для n -канального транзистора образован двумя перекрывающимися областями p -типа с поверхностной концентрацией акцепторов 10^{16} — 10^{18} см $^{-3}$, полученными в n -Si подложке с концентрацией примеси В до 10^{14} — 10^{16} см $^{-3}$, полученной диффузией при температуре 1250°C в течение 13 ч. Области истока и стока образованы диффузией в окна фосфора с поверхностной концентрацией 10^{19} — 10^{21} см $^{-3}$, а режим выбран таким, что расстояние между диффузионными областями истока и стока по поверхности кристалла не превышает 10 мкм. Поверхностная концентрация бора в диффузионных областях истока и стока p -канального транзистора составляет 10^{19} — 10^{21} см $^{-3}$.

В [339] экспериментально исследован характер влияния электронного облучения на образование источников различных шумов в n - и p -канальных полевых транзисторах с изолированным затвором. Энергия пороговых нарушений у электронов с исходной энергией до 3 МэВ достигала для кремниевых приборов 200 кэВ, а пороговая доза радиационной стойкости не превышала $1 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$. У полевых приборов с пленкой SiO $_2$ наиболее чувствительным к облучению был генерационно-рекомбинационный шум, частотный спектр которого складывался из шума ловушек в истощенной области канала затвора и шума ловушек в базе. С ростом дозы облучения эквивалентное шумовое сопротивление обычно увеличивается до 1 МОм, возрастает ток насыщения до 7 мА и ток утечки затвора до 3,5 нА. Для регистрации дозы радиационного облучения удобно использовать дозиметр в виде пленочного сэндвича металл-боросиликатное стекло-металл, работающего при температуре до

200°C [340]. Принцип действия приборов подобного типа основан на регистрации термостимулированного тока в диэлектрике при наличии облучения и заданного градиента температуры.

Влияние гамма-облучения на приборы с зарядовой связью исследовалось в [341]. Приборы представляли собой структуру со ступенчатым окислом и поверхностным проводящим каналом. Ввод и вывод информации осуществлялся через *p-n*-переходы. При облучении приборы работали в режиме опорного нуля с тактовой частотой 1 МГц и эффективностью переноса 10^4 . При дозах выше 10^5 рад наблюдались необратимые изменения в рабочих характеристиках — сдвиг опорного нуля и потенциала плоских зон. Увеличивалась эффективность переноса и величина темнового тока за счет появления дополнительных поверхностных состояний, вызванных облучением.

Наблюдается тенденция к увеличению частотного диапазона приборов с зарядовой связью [342] и разрабатываются полифункциональные системы на основе приборов данного типа [343]. Фирма Philips (Нидерланды) разработала эффективный и быстродействующий класс приборов с переносом заряда до 99,99% на единичный акт переноса при частотах 100 МГц. Предполагается, что пороговая частота для данного класса приборов может составить 1 ГГц. Приборы могут найти применение при создании приемников изображения, телекамер, линий задержки, фильтров и оперативных ЗУ. Аналогичные разработки проводятся фирмой Bell (США). По обычной МОП-технологии изготовлены последовательно-параллельные регистры сдвига с новой схемой организации считывания информации. Схема выборки не требует подачи регенерирующего импульса. Приборы использовались в системах передачи изображения.

Новый класс электронных усилителей разработан на базе комбинированной системы управления электронным потоком в вакууме и твердом теле [344]. Эмиттерное устройство с оксидным катодом создает модулированный ВЧ-сигналом электронный поток, который ускоряется до энергии 10—100 кЭВ. Усиление осуществляется умножением заряда, возникающего при бомбардировке поверхности твердого тела. Для устранения разрушения поверхности при облучении электронами наносился защитных слой из фосфорного стекла, покрытого пленкой

тугоплавкого металла. Время отклика таких усилителей в 10^5 раз выше обычных, а радиационная стойкость увеличивается по сравнению с твердотельными усилителями на несколько порядков.

В [345] сообщается о разработке стабильных туннельных приборов, содержащих тонкий слой двойного диэлектрика. Такие структуры позволяют изготавливать туннельные катоды, комбинированные эмиттеры и вакуумные микросхемы с высокой рабочей температурой. Комбинация двухслойного диэлектрика, состоящая из материала с малой диэлектрической проницаемостью и толщиной до 2 нм, материала с большой проницаемостью и толщиной до 200 нм (например SiO_2 и TiO_2), обеспечивает снижение суммарного потенциального барьера, что позволяет инжектировать горячие электроны непосредственно в зону проводимости второго диэлектрика. Эффективность подобных приборов повышается, а пробивное напряжение увеличивается.

У приборов некоторых типов с изолированным затвором используется полевой транзистор в качестве управляемого затвора [346]. Возможно объединение биполярного и полевого приборов для предотвращения пробоя подзатворного диэлектрика. Использование биполярного транзистора вместо диодной структуры в полевом транзисторе значительно повышает эффективность защиты и уменьшает величину шунтирующей емкости. Затвор формируется из алюминия или кремния на сапфире, а в качестве диэлектрика удобно использовать SiO_2 , Si_3N_4 или Al_2O_3 .

В [347] предлагается новый тип приборов, функционирование которых основано на протекании тока в мелкозернистой структуре, сопротивление которой зависит от толщины зерна и площади контакта. В качестве материала используется гранулированная система из алюминия, оксидированного в специальных условиях до получения защитной оболочки из Al_2O_3 . На основе гранулированного материала может быть изготовлен высокотемпературный конденсатор большой удельной емкости или варикап с низким сопротивлением и большим отрицательным температурным коэффициентом. Для некоторых типов приборов удобно использовать систему из воздушно-окисной изоляции. Такие структуры удобно рекомендовать для высокотемпературных приборов на сапфировой подложке [348].

Пленка диэлектрика может использоваться как полевая и диффузионная защита в некоторых типах приборов [349, 350]. Например, поверхность кремния, покрытая толстым слоем окисла, является хорошей маской для протонов, что может быть использовано для получения эпитаксиальных приборов с n^+-n -структурой. Удастся изготавливать таким способом приборы с рабочей частотой до 4 ГГц. В полевых структурах диэлектрик используется для предотвращения образования паразитных каналов. Для этого предлагается легировать поверхность кремния составом «*Silox*», когда поверхностный источник примеси образуется в результате окисления смеси SiH_4 и $\text{PH}_3(\text{B}_2\text{H}_6)$ в потоке кислорода при 350°C . Пробивное напряжение стока у таких МОП-структур достигает 40 В. Иногда требуется устранить сложную фотолитографическую операцию по вскрытию контактных окон в слое окисла алюминия в полевых транзисторах. Для этого в окисле кремния вскрывается окно под область канала и обнажается поверхность диффузионных областей. Затем напыляется слой алюминия 0,5 мкм, который удаляется фотолитографией по требуемой топологии. После вторичного напыления слоя алюминия толщиной 0,04 мкм проводится плазменная анодизация металла и образуется слой окисла над областью канала [351].

Для повышения стабильности порогового напряжения полевых транзисторов со слоем нитрида кремния в области затвора предлагается проводить отжиг n -канальных структур в атмосфере кислорода или водяного пара [352]. Отжиг приводит к образованию тонкого слоя SiO_2 и промежуточного слоя стекла с составом $\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$, что уменьшает величину сдвига порогового напряжения в канале прибора.

Тонкие пленки аморфных диэлектриков могут выполнять различные вспомогательные функции или использоваться на промежуточных технологических операциях при изготовлении приборов [353—358]. В [353] патентуется способ диэлектрической изоляции компонентов ИС. На сапфире или шпинели разложением силана в атмосфере водорода получают тонкий слой кремния, защищают его металлом, а затем покрывают слоем окисла или пленкой нитрида кремния. При экспонировании через слой фоторезиста через прозрачный диэлектрик задубливаются требуемые участки под диэлектри-

ком, которые затем стравливаются до получения требуемой меза-структуры. Для соответствующих приборов на германии разложением органосиланов наносится слой SiO_2 , а формирование p - n -переходов осуществляется посредством диффузии [354].

Для получения МОП-схем с близко расположенными элементами, имеющими самосовмещенную металлизацию, используется способ подрезания изоляции. Наносятся пленки SiO_2 и Al_2O_3 , которые затем селективно вытравливаются в избирательном травителе. Метод применяется при изготовлении приборов с зарядовой связью [355].

В [356] предлагается материал для изготовления варисторов на базе трехкомпонентной смеси окислов металлов, содержащий двуокись олова и окись цинка. Для повышения коэффициента нелинейности варистора в качестве третьего компонента вводится стеклообразующий окисел (GeO_2). Рекомендуемый состав смеси SnO_2 : ZnO : GeO_2 = 84,6 : 11,6 : 3,8.

Пленки SiO_2 находят широкое применение для температурной стабилизации приборов на поверхностных акустических волнах [357]. Пленки SiO_2 с отрицательным температурным коэффициентом (ТК) наносятся катодным распылением на подложки LiNbO_3 и LiTaO_3 с положительным ТК и срезом YZ при температуре 150°C . Распыление диэлектрика проводится со скоростью $0,6 \text{ мкм} \cdot \text{ч}^{-1}$ в атмосфере чистого кислорода. Найдено, что температурная стабильность у образцов на основе LiTaO_3 в 5 раз лучше, чем у стандартных кварцевых линий задержки, и имеет противоположный знак. Недостатком является уход частоты или ее гистерезис при термоциклировании образцов. Эффективный акустоэлектрический преобразователь может быть также получен осаждением полудиэлектрической пленки ZnO на подложку из плавленого кварца [358]. Эффективность преобразования у таких приборов зависит от толщины диэлектрика. У типовых образцов на частоте 226 МГц при акустической мощности 350 мВт и толщине пленки 5 мкм эффективность преобразования достигала 88%.

В последние годы все шире используется пассивация германиевых приборов традиционными диэлектриками. Так, в [359] сообщается об эффективном использовании газотранспортных методов нанесения пленок SiO_2 и Si_3N_4 на поверхность кристаллов и пленок германия.

Указаны следующие перспективные реакции и методы осаждения диэлектрика: $\text{SiBr}_4 + \text{H}_2\text{O}$ при температуре 750—870°C, $\text{SiH}_4 + \text{O}_2$ при 350—550°C, $\text{SiBr}_4 + \text{NH}_3$ при 800°C и $\text{SiN}_4 + \text{NH}_3$ при 450°C. В некоторых случаях для получения пленок Si_3N_4 рекомендуется использовать процессы ВЧ-разряда при реакции силана с аммиаком при температуре до 300°C [360].

В [361] предложен метод изготовления полупроводниковых приборов с затвором из SiO_2 . Пленка диэлектрика получена пиролизом оксихлорида циркония при температуре 250°C в атмосфере обезвоженного азота. Пробивное напряжение затвора превышало 1 МВ·см⁻¹. Стабилизация рабочих характеристик полевого транзистора достигается при отжиге в вакууме или парах азота при температуре 350°C в течение 30 мин. В некоторых случаях для получения разновысотных затворов в ИС с полевыми транзисторами или иными полевыми устройствами используется метод ступенчатого наращивания диэлектрика [362]. На поверхность кремния наносится слой Si_3N_4 требуемой толщины, лишний слой удаляется селективным травлением. Затем проводится термическое окисление базового кремния при температуре 1200°C в парах воды или влажном кислороде. Толщина образующихся под Si_3N_4 участков SiO_2 обратно пропорциональна толщине пленки Si_3N_4 . Слой нитрида кремния может также наноситься на тонкий подслой SiO_2 в некоторых типах ИС, что не препятствует селективному окислению кремния под слоем нитрида при высоких температурах. Описанный метод позволяет создавать меза-структуры различного рельефа.

В заключение этого раздела мы кратко остановимся на особенностях использования тонкопленочных диэлектриков в туннельных приборах: тонкопленочных эмиттерах, диодных и триодных туннельных структурах, специальных катодах, элементах вакуумной микроэлектроники и др.

Физическая природа туннельных явлений в твердых телах довольно подробно рассмотрена в монографии [363], однако туннелирование в пленках некристаллических (в том числе аморфных) диэлектриков в настоящее время практически не исследовано. Метод оценки вероятности туннельного просачивания в структурах с медленно меняющимся потенциалом был рассмотрен в [364]; в [365] в рамках той же модели было учтено

взаимодействие туннелирующих электронов с примесными атомами, распределенными случайно в диэлектрике. В [366] была разработана модель туннелирования в системе металл-окисел-полупроводник с учетом частичного захвата на поверхностных состояниях носителей заряда. Многократные процессы рассеяния и захвата при туннелировании в системе потенциальных ям рассматривались в [367]. Исследовались кристаллические и неупорядоченные структуры МДМ-типа с различной толщиной диэлектрика, однако разработанная в [367] феноменологическая модель не позволяет рассчитывать проводимость реальных туннельных контактов.

Классическое туннелирование в аморфный диэлектрик рассчитывалось матричным методом в [368]. Обнаружено, что эффективная проницаемость туннельного барьера у аморфного диэлектрика повышается по сравнению с таким же кристаллом с ростом степени структурной разупорядоченности. Температурная зависимость туннельного тока и механизм термоактивационного туннелирования в диэлектрических пленках исследовались в [369—371].

На характер туннелирования в диэлектрических пленках существенное влияние оказывают ширина и форма потенциального барьера [372] и характер распределения заряженных примесей у контакта [373]. Энергетический спектр туннелирующих электронов рассматривался в [374—376]. Обзор свойств туннельных приборов дан в [377].

Несмотря на достаточное количество публикаций в области исследования свойств туннельных пленочных структур, содержащих диэлектрик, по-видимому, до настоящего времени отсутствует промышленный выпуск приборов, принцип работы которых основан на туннелировании электронов через пленочный диэлектрик. Указания на такие приборы в литературе имеются [378, 379], однако массовый выпуск, например, токовых транзисторов или диодов на горячих электронах, туннелирующих сквозь тонкий слой диэлектрика, затруднен нестабильностью рабочих и прежде всего токовых характеристик приборов и их технологической невоспроизводимостью [380, 381]. Для изготовления приборов подобного типа предлагаются различные материалы диэлектрика и технологические варианты их получения: традиционные окислы кремния и алюминия, окислы пе-

реходных и тугоплавких металлов, нитриды и бориды для высокотемпературных устройств и т. д. Из методов получения в настоящее время перспективным считается метод осаждения или окисления в плазме и контролируемое окисление чистой поверхности в сильном или слабом окислителе [379—381].

В ряде работ сообщалось об изготовлении туннельных ненакаливаемых эмиттеров для вакуумных интегральных микросхем и других применений [382—389]. Однако эти работы находятся в начальной стадии или сведения об их проведении крайне ограничены, поэтому сделать однозначный вывод о перспективах развития туннельных диэлектрических приборов пока затруднительно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный в предыдущих главах анализ позволяет сделать следующие предположительные выводы. Современная технология изготовления приборов достигла такого уровня, что становится необходимым рассматривать тонкий слой диэлектрика в приборе не как классический изолятор или в лучшем случае ограничиваться анализом границы раздела диэлектрик — полупроводник, а проводить детальное изучение физических свойств пленочных некристаллических диэлектриков и с учетом комплекса этих свойств выбирать оптимальные технологические методы и режимы получения тонкого диэлектрика, принцип работы и конструкцию прибора, а также компоновку полевых функциональных устройств при производстве БИС.

В пользу этого заключения свидетельствуют такие факты, как явления полевой и токовой нестабильности диэлектрических пленок, зависимость эксплуатационных параметров диэлектриков от их структуры, способа нанесения и легирования, наличие заметных токов утечки, собственной или примесной проводимости прыжкового, эмиссионного или туннельного типа, миграция примесных ионов, концентрационный и полевой дрейф кислородных или иных вакансий, кластеров, центров окрашивания и других дефектов в диэлектрике, поляризационные и тепловые эффекты в диэлектрике и др. Для определенного класса полевых приборов следует также учитывать свойства материала и кристаллическую ориентацию подложки, режим формовки и коммутации при

изготовлении БИС, способ герметизации и экранирования отдельных функциональных ячеек.

Учет влияния физических параметров тонкопленочного диэлектрика на эксплуатационные характеристики и стабильность работы приборов в настоящее время лишь начинает проводиться. Существенную трудность на этом пути представляет отсутствие достаточно строгой и хорошо разработанной модели переноса заряда в некристаллических диэлектриках. Для предельных случаев слабых и пробивных полей такие попытки, как показано выше, были предприняты в последние годы, однако и здесь работы находятся на начальном этапе развития, а представления о характере физических процессов в тонких слоях диэлектриков с различной степенью структурной разупорядоченности не являются однозначными и общепринятыми. В то же время бурное развитие исследований в области физики неупорядоченных систем позволяет надеяться, что в ближайшие годы будут разработаны вполне приемлемые расчетные модели и методы проектирования функциональных устройств различного типа с учетом конкретного метода нанесения тонкого диэлектрика и его физических свойств.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Richter R.** Amorphe Halbleiter. — «Z. Physik», 1944, Bd 44, № 6, S. 406—419.
2. **Buckel W.** Some Properties and Electric Instabilities in Thin Metallic Films — Ban: Electric and Magnetic Properties of Thin Metallic Layers. Kon Vlaam, Acad. Press West Berlin, 1961, p. 264.
3. **Сажин Б. И.** «Электрические свойства полимеров». М., «Химия», 1970, с. 376 с ил.
4. **Суйковская Н. В.** Химические методы получения тонких прозрачных пленок. Л., «Химия», 1971, с. 200 с ил.
5. **Корзо В. Ф., Курочкин В. А., Демин В. П.** Пленки из элементоорганических соединений в радиоэлектронике. М., «Энергия», 1973, с. 196 с ил.
6. **Мотт Н. Ф., Дэвис Э. А.** Электронные процессы в некристаллических веществах. М., «Мир», 1974, с. 472 с ил.
7. **Бюргановская Г. В.** Действие излучения на неорганические стекла. М., Атомиздат, 1968, с. 244 с ил.
8. **Корзо В. Ф.** Аморфные полупроводники. — «Зарубежная радиоэлектроника», 1971, 24, № 3, с. 244—276.
9. **Mott N. F.** Conduction and Switching in Noncrystalline Materials. — «Contemp Phys.», 1969, vol. 10, № 2, p. 125—138.
10. **Бургрер Р. и Донован Р.** Основы технологии кремниевых интегральных схем. М., «Мир», 1969, 451 с. с ил.
11. **Sprague J. L., Minahan J. A., Wied O. J.** Physical and Dielectric Properties of the Metal — Silicon Dioxide — Silicon System. — «J. Electrochem. Soc.», 1962, vol. 109, № 1, p. 94—98.
12. **Бернар Ж.** Окисление металлов. М., «Металлургия», 1968, с. 497 с ил.
13. **Сыркин В. Г.** Химия и технология карбонильных материалов М., «Химия», 1972, с. 240 с ил.
14. **Губкин А. Н.** Физика диэлектриков. Т. 1, М., «Высшая школа», 1971, с. 272 с ил.
15. **Мэдленд Г. Р.** Интегральные схемы (основы проектирования и технологии), М., «Советское радио», 1970, с. 582 с ил.
16. **Schmidt P. F., Sandor J. E.** The Semiconductor — Oxide Interface. — «Trans. Met. Soc. AIME», 1965, vol. 233, p. 517—523.
17. **Yamin M.** Charge Storage Effects in Silicon Dioxide Films. — «IEEE Trans. Electron. Devices», 1965, ED—12, p. 88—96.
18. **Harrison A. J.** Water Content and Infrared Transmission of Simple Glasses. — «J. Amer. Ceram. Soc.», 1947, vol. 30, p. 362—366.

19. Mathews J. R., Griffin W. A., Olson K. H. Inversion of Oxidized Silicon Surfaces by Alkali Metals. — «J. Electrochem. Soc.», 1965, vol. 112, p. 899—902.
20. Schmidt R. Growth of Drift — Free Silicon Dioxide. — «J. Electrochem. Soc.», 1965, vol. 112, p. 151C (ref.).
21. Zaininger K. H., Warfield G. Hydrogen Induced Surface States at a Si—SiO₂ Interface. — «Proc. IEEE», 1964, vol. 52, p. 971—972.
22. Завялец Е. Г., Осипов К. А., Фелтыньш Э. С. Влияние основных параметров процесса катодного распыления на структуру пленок SiO₂. — «Электронная техника. Сер. 14», 1970, вып. 1, с. 132—137.
23. Калнач Я. В., Фелтыньш И. А. О кристаллической структуре пиролитических пленок двуокиси кремния. — «Изв. АН Латв. ССР. Сер. физических и технических наук», 1972, № 4, с. 9—14.
24. White E. W., Roy R. Silicon Valence in SiO Films Studies by X-Ray Emission. — «Solid State Comm.», 1964, vol. 2, p. 151—152.
25. Nagasima N. Structure Analysis of Silicon Dioxide Films Formed by Oxidation of Silane. — «J. Appl. Phys.», 1972, vol. 43, № 8, p. 3378—3386.
26. Bruckner R. Metastable Equilibrium Density of Hydroxyl — Free Synthetic Vitreous Silica. — «J. Non — Cryst Solids», 1971, vol. 5, p. 281—285.
27. Peikov P. C., Kolentsov K. M., Smirnov N. D. Effect of Heat Treatment in an Inert Ambient on the Density of Fast Surface States in the Al — Pyrolytic SiO₂ — Si System. — «Докл. Болгарской АН», 1975, т. 25, № 6, с. 739—746.
28. Dunbar P. M., Hanser J. R. Ionic Instabilities in Pyrolytically Deposited SiO₂ Films. — «J. Electrochem. Soc.», 1970, vol. 117, № 5, p. 674—677.
29. Виртманис А. С., Фелтыньш И. А., Фрейберга Л. А. О влиянии локальных дефектов в диэлектрических пленках на ВФХ-кривые MIS-структур. — «Изв. АН Латв. ССР. Сер. физических и технических наук», 1972, № 3, с. 23—26.
30. Корзо В. Ф. и др. Электрические свойства МДП-диодов на основе SiO₂ и Al₂O₃. — «Электронная техника», Сер. 2, 1967, вып. 3, с. 59—65.
31. Калныня Р. П., Фрейберга А. С., Фелтыньш Э. С. О влиянии несущего газа на свойства пиролитических пленок SiO₂. — «Изв. АН Латв. ССР. Сер. физических и технических наук», 1969, № 2, с. 121—123.
32. Калныня Р. П., Фрейберга А. С., Фелтыньш Э. С. Исследование структуры пиролитических пленок SiO₂ травлением. — «Изв. АН Латв. ССР. Сер. физ. и техн. наук», 1967, № 4, с. 44—48.
33. Bell R. J., Dean P. The Structure of Vitreous Silica. — «Phil. Mag.», 1972, vol. 27, p. 1381—1398.
34. Kern W., White J. P. Interface Properties of Chemically Vapour Deposited Silica Films on GaAs. — «RCA Review», 1970, № 12, p. 771—785.
35. Черняев В. Н., Корзо В. Ф., Тянгинский А. Ю. Исследование структурных неоднородностей в пленочных системах Mo—SiO₂—Mo. — «Электронная техника. Сер. 6», 1974, вып. 5, с. 64—71.

36. Костин В. Н., Васильев Г. Ф. Низкотемпературное получение пленок двуокиси кремния. — «Микроэлектроника», 1971, сер. 6, вып. 5, с. 59—63.

37. Smyth I., Carlan A. J. Oxidation of n-Type Silicon in the 10—1400 Å Oxide Thickness Range. — «J. Appl. Phys.», 1972, vol. 43, № 5, p. 2455—2459.

38. Sedgwick T. O. Dominant Surface Electronic Properties of SiO_2 —Passivated Ge Surfaces as a Function of Various Annealing Treatments. — «J. Appl. Phys.», 1968, vol. 39, № 11, p. 5066—5077.

39. Ткачук Б. В., Колотыркин В. М. Получение пленок SiO_2 разложением тетраметоксисилана в тлеющем разряде. — «Высокомолекулярные соединения», 1971, № 8, с. 659—661.

40. Осипов К. А., Фолманис Э. О., Лозинский В. Н. Получение пленок SiO_2 в ВЧ-разряде. — «Изв. АН СССР. Сер. Неорганические материалы», 1969, т. 5, № 4, с. 791—792.

41. Adler F. SOS Means Help for IC Manufacturers. — «Circuits Manuf.», 1972, vol. 12, № 6, p. 44—46.

42. Duffy M. T., Kern W. Chemical Vapour Depositions Oxide Films from Organo—Aluminum Compounds. — «RCA Review», 1970, № 12, p. 754—769.

43. Sah C. T. Effect of Surface Recombination and Channel on p—n Junction and Transistor Characteristics. — «IRE Trans.», ED—9, 1962, p. 94—108.

44. Grove A. S., Snow E. H., Deal B. E., Sah C. T. Simple Physical Model for the Space—Charge Capacitance of MOS Structures. — «J. Appl. Phys.», 1964, vol. 35, p. 2458—2460.

45. Takahashi R., Koga Y., Suga Warak/K., Ga S. Flow Pattern and Mass Transfer Analysis in a Horizontal Flow Reactor for Chemical Vapour Deposition. — «J. Electrochem. Soc.», 1972, vol. 119, № 10, p. 1406—1412.

46. Корзо В. Ф. Влияние условий разложения неорганических соединений на структуру и свойства диэлектрических пленок. — «Электронная техника. Сер. 6», 1973, вып. 5, с. 144 (РИПОТ, № 19, 1974).

47. Wohlheiter V. D., Whitner R. A. A High Production System for the Deposition of Silicon Nitride. — «J. Electrochem. Soc.», 1972, vol. 119, № 7, p. 945—948.

48. Brekel C. H., Severin P. J., Control of the Deposition of Silicon Nitride Lasers by 2537 Å Radiation. — «J. Electrochem. Soc.», 1972, vol. 119, № 3, p. 372—376.

49. Philipp H. R. Optical Properties of Silicon Nitride. — «J. Electrochem. Soc.», 1973, vol. 120, № 2, p. 295—300.

50. Brown D. M. Properties of $\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$ Films on Si. — «J. Electrochem. Soc.», 1968, vol. 115, № 3, p. 311—317.

51. Chu T. L., Szedon J. R., Lee G. H. Films of Silicon Nitride Silicon Dioxide Mixture. — «J. Electrochem. Soc.», 1968, vol. 115, № 3, p. 318—322.

52. Adamsky R. F., Behrndt K. H., Brogan W. T. Effect of Oxygen on the Formation of Germanium Films. — «J. Appl. Phys.», 1971, vol. 37, № 4, p. 541—545.

53. **Kuisl M.** Stable Germanium Dioxide Films on Germanium. — «Solid State El.», 1972, vol. 15, p. 595—597.
54. **Leadbetter A. J., Wright A. C.** Diffraction Studies of Glass Structure of Ge. — «J. Non-Cryst. Solids», 1972, vol. 7, p. 37—52.
55. **Madrix S., Paul D. K.** Annealing Activation Energetics of Sputtered Ge Films. — «J. Electrochem. Soc.», 1973, vol. 120, № 2, p. 275—279.
56. **Alessandrini E. I., Gambino R. J., Kuptsis J. D.** Observation on Crystal Transformation in Amorphous Ge Thin Films. — «Thin Solid Films», 1972, vol. 11, p. 418—422.
57. **Kumagai H. Y.** A New A C Sputtering Technique for the Deposition of Thin Films. — «IEEE Trans. Parts, Hybrids and Packag.», 1972, vol. 8, № 6, p. 7—10.
58. **Arrigo A., Wood A. G., James T., Hyghes H., William L.** Ion Implantation Effects of N, B and Al in Hexagonal SiC. — «J. Electrochem. Soc.», 1972, vol. 119, № 10, p. 1355—1362.
59. **Oakley R. E., Godber G. A.** Growth of Very Thin Oxide Films on Silicon for Use in MNOS Charge Storage Devices. — «Thin Solid Films», 1972, vol. 9, № 2, p. 287—291.
60. **Bauhmann P. E.** Effect of Recombination Time of Efficiency and Frequency of Operation in GaAs Devices. — «Electron. Letters», 1973, vol. 9, № 19, p. 455—468.
61. **Monnier J., Stern M., Maffei A., Vandoirpe D.** Numerical Analysis of Simultaneous Diffusion of Several Impurities in Silicon and Silicon Dioxide. — «Electron. Lett.», 1972, vol. 8, № 21, p. 517—518.
62. **Kuroiva K., Sugano T.** Vapour Phase Deposition of β -SiC on Si Substrates. — «J. Electrochem. Soc.», 1973, vol. 112, № 1, p. 138—140.
63. **Aviga C. X., Schieber M.** Silicon Carbide Contamination of Epitaxial Silicon Growth by Pyrolysis of Tetramethyl Silane. — «J. Cryst. Growth», 1971, vol. 9, p. 121—131.
64. **McMillant L.** MOS C-V Techniques for IC Process Control. — «Solid State Technol.», 1972, vol. 15, № 9, p. 47—52.
65. **Keig G. A.** Single Crystal Oxide Substrates. — «Solid State Technol.», 1972, vol. 15, № 9, p. 53—58.
66. **Brotherton S. D., Lamb D. R., Clancy J. W.** Surface Charge and Annealing in the Si—SiO₂ System. — «Int. J. Electron.», 1971, vol. 31, № 6, p. 629—635.
67. **Deal B. E., Sklar M., Crove A. S., Snow E. H.** High Temperature Annealing in Si—SiO₂ System. — «J. Electrochem. Soc.», 1967, vol. 115 n № 6, p. 760—767.
68. **Lamb D. R., Badcock F. R.** Analysis of the Temperature Rise in MOS Diodes Caused by Ionic Migration. — «Int. J. Electron.», 1968, vol. 24, p. 11—23.
69. **Brotherton S. D.** Electrical Properties of Gold at the Silicon—Dielectric Interface. — «J. Appl. Phys.», 1971, vol. 42, № 5, p. 2085—2094.
70. **Goetzberger A., Loney A. D., Strain R. J.** On the Formation on Surface States During Stress Aging of Thermal Si—SiO₂ Interfaces. — «J. Electrochem. Soc.», 1973, vol. 120, № 1, p. 90—96.

71. **Wong J.** Effects of Heat — Treatment on Composition of CVD Films: the Case of Binary Arsenosilicate Glasses. — «J. Electrochem. Soc.», 1973, vol. 120, № 1, p. 122—124.
72. **Chezzo M., Brown D. M.** Arsenic Glass Source Diffusion in Si and SiO₂. — «J. Electrochem. Soc.», 1973, vol. 120, № 1, p. 110—116.
73. **Kriegler R. J., Cheng Y. C., Colton D. R.** The Method of Passivation in Ambient of HCl-Vapour. — «J. Electrochem. Soc.», 1972, vol. 119, № 3, p. 388—396.
74. **Kriegler R. J.** The Role of HCl in the Passivation of MOS Structures. — «Thin Solid Films», 1972, vol. 13, № 1, p. 11—14.
75. **Kriegler R. J., Bartnikas R.** Dielectric Relaxation in Si—SiO₂—Cr Structures. — «IEEE Trans. Electron Devices», ED, vol. 17, № 11, p. 1010—1011.
76. **Kar S., Dahlke W. E.** Potentials and Direct Current in Si—SiO₂—M Structures. — «Solid State Electronics», 1972, vol. 15, № 8, p. 869—875.
77. **Kittel C.** Introduction to Solid State Physik. Wiley, New York, 1968, Ch. 4.
78. **Ziman J.** Principles of the Theory of Solids. Cambridge, U. K., London, 1964, p. 177—178. (Русск. перев.: Дж. Займан, Теория твердого тела. М., «Мир», 1970, с. 289 с ил.).
79. **Ламперт М., Марк П.** Инжекционные токи в твердых телах. М., «Мир», с. 416 с ил.
80. **Svensson C., Lundstrom I.** Trap — Assisted Charge Injection in MNOS Structure. — «J. Appl. Phys.», 1973, vol. 44, № 10, p. 4657—4663.
81. **Eernisse E. P., Norris C. B.** Electrical Effects of Clustered Defects in Heteroepitaxial Si Films. — «Solid State Electronics», 1973, vol. 16, № 3, p. 315—325.
82. **Perkins J. G.** Conduction in Metal Oxide Thin Films Formed by Oxygen Ion Implantation. — «Thin Solid Films», 1972, vol. 9, № 2, p. 257—272.
83. **Collins L. E., Perking J. G., Stroud P. T.** High Field Injection in Dielectric. — «Thin Solid Films», 1969, vol. 4, № 1, p. 41—47.
84. **Antula J.** Method for Doping Thin Insulating Films and Comparison Between the Electrical Characteristic of Undoped and Doped Films. — «J. Appl. Phys.», 1971, vol. 42, № 5, p. 2081—2084.
85. **Srivastava S. K., Bhattacharya P.** Post-Breakdown Conduction in Thin Films Al—(Al₂O₃)—CdS—Al Switching Elements. — «Thin Solid Films», 1972, vol. 9, № 3, p. 357—361.
86. **Card H. C., Rhoderick E. H.** Studies of Tunnel MOS Diodes. — «J. Appl. Phys.», 1971, vol. 4, № 10, p. 1589—1601.
87. **Halpern S. T., Rode F. G.** High — Field Conduction Mechanism in Amorphous Germanium. — «Phys. Status Solid: (b)», 1973, vol. 59, № 3, p. 699—712.
88. **Hill R. M.** Conduction in Non-Crystalline Dielectrics. — «Phil. Mag.», 1971, vol. 24, p. 1307—1315.
89. **Корзо В. Ф.** Явления пробоя в полупроводниковых приборах с диэлектрическими пленками. — М., «Итоги науки», АН СССР, 1972, т. 4, с. 69—96.

90. Черняев В. Н., Корзо В. Ф., Тягинский А. Ю. Фотостимулированная проводимость варакторных структур с пиролитическим диэлектриком. — «Электронная техника. Сер. 6», 1974, вып. 5, с. 123—125.

91. Корзо В. Ф. Переключающее действие тонких слоев стеклообразного кварца, содержащего примеси. — «ФТТ», 1971, 11, № 9, с. 1758—1762.

92. Av-Ron M., Shatzkes M. Current-Voltage Characteristics of Al—SiO₂—Si Structures. — «Appl. Phys. Lett.», 1972, vol. 21, № 5, p. 233—235.

93. Корзо В. Ф. Проводимость аморфных слоев SiO₂ в сильных электрических полях. — «Электронная техника. Сер. 8», 1969, вып. 1 (14), с. 31—33.

94. Osburn C. M., Ormond D. W. The Effect of Silicon Wafer Imperfections on Minority Carrier Generation and Dielectric Breakdown in MOS Structure. — «J. Electrochem. Soc.», 1974, vol. 121, № 9, p. 1229—1233.

95. Petersen K. E., Adler D. On-state Characteristics of Amorphous—Crystalline Heterojunctions. — «Appl. Phys. Lett.», 1974, vol. 25, № 4, p. 211—214.

96. Мотт Н. Ф. Электроны в неупорядоченных структурах. М., «Мир», 1969, с. 182 с ил.

97. Cohen M. H. Amorphous and Liquid Semiconductors. Amsterdam, SV, 1970, p. 261.

98. Sze S. M. Physics of Semiconductor Devices. N. — Y., Wiley, 1968, p. 680.

99. Timson P. A., Hogart C. A. Electrical Properties of Silicon Oxide/Boric Oxide Co-evaporated Films. — «Thin Solid Films», 1972, vol. 10, p. 321—334.

100. Корзо В. Ф. Механизмы проводимости в пиролитически выращенных диэлектриках. — «Изв. вузов СССР. Физика», 1967, № 9, 86—91.

101. Корзо В. Ф., Черняев В. Н. Диэлектрические свойства стеклообразных пленок SiO₂·Al₂O₃. — «Электронная техника. Сер. 14», 1971, вып. 1, с. 107—112.

102. Fagen E. A., Fritzsche H. Optical Properties of Amorphous Chalcogenide Alloy Films. — «Journal of Non—Cryst. Solids», 1970, vol. 2, p. 180—194.

103. Argall F., Jonscher A. K. Dielectric Properties of Thin Films of Aluminium Oxide and Silicon Oxide. — «Thin Solid Films», 1968, vol. 2, p. 185—199.

104. Moorjani K., Feldman C. Electrical Properties of Amorphous Semiconductors. — «Reviews of Modern Phys.», Oct. 1964, p. 1042—1057.

105. Kolomiets B. T., Mazets T. F. The Thermally Stimulated Conductivity in Vitreous and Crystalline As₂Se₃. — «Journal of Non-Cryst. Solids», 1970, vol. 3, p. 46—61.

106. Сахаров Ю. Г., Чернобровкин Д. И. Влияние некоторых технологических факторов на электрические свойства тонкопленочных структур As₂Se₃. — «Электронная техника. Сер. 14», 1970, вып. 1, с. 125.

107. **Clark A. H.** A Review of Band Structure and Transport Mechanisms in Elemental Amorphous Semiconductors. — «Journal of Non-Cryst. Solids», 1970, vol. 2, p. 52.

108. **Hill R. M.** Analysis of High Field Conduction by Localized Carriers of Charges. — «Thin Solid Films», 1971, vol. 7, R 57—59.

109. **Croitory N. S.** On the Temperature Dependence of the DC Conductivity in Disordered Materials. — «Phys. Status Solidi», 1971, vol. 48, p. 429—442.

110. **Schmid A. P.** Evidence for the Small Polaron as the Charge Carrier in Glasses Containing Transition Metal Oxides. — «Journal of Appl. Phys.», 1968, vol. 39, № 7, p. 3140.

111. **Mattis D. C., Landovitz L. E.** New Aspects of Polyconductivity. — «Journal of Non—Cryst. Solids», 1970, vol. 2, p. 454—461.

112. **Simmons J. G.** Application of Amorphous Semiconductor in Electronics. — «Contemp. Physics», 1970, vol. 11, № 1, p. 21—29.

113. **Boer K. W.** The Electrical Conduction Mechanism in Highly Disordered Semiconductors. — «Journal of Non—Cryst. Solids», 1970, vol. 2, p. 444—452.

114. **Allgaier R. S.** Theories and Models of the Amorphous State. — «Journal of Vac. Sci. and Technology», 1971, vol. 8, № 1, p. 113—122.

115. **Pollack M.** Approximation for the ac Impurity Conduction. — «Physical Review», 1964, vol. 133, N2A, p. 564—578.

117. **Mott N. F.** Conduction and Switching in Non-crystalline Materials. — «Contemp. Phys.», 1969, vol. 10, № 2, p. 125—138.

118. **Mott N. F.** Localized Electronic States in Disordered Systems. — «Phil. Mag.», 1968, vol. 17, p. 1259—1268.

119. **Mott N. F., Davis E. A.** The Metal—Insulator Transition in a Random Array of Centres. — «Phil. Mag.», 1968, vol. 17, p. 1269—1284.

120. **Mott N. F.** Localized States in a Pseudogap and Near Extremities of Conduction and Valence Bands. — «Phil. Mag.», 1969, vol. 19, p. 835—852.

121. **Mott N. F.** Anderson Localization in a Disordered Lattice. — «Phil. Mag.», 1970, vol. 22, p. 7—29.

122. **Mott N. F.** Liquid Semiconductors. — «Phil. Mag.», 1971, vol. 24, p. 1—18.

123. **Mott N. F.** The Highly Correlated Electron Gas in Doped Semiconductors and in Vanadium Monoxide. — «Phil. Mag.», 1971, vol. 24, p. 935—958.

124. **Pollak M., Geballe T. H.** Low-Frequency Conductivity Due to Hopping Processes in Silicon. — «Phys. Rev.», 1961, vol. 122, № 8, p. 1742—1754.

125. **Pollak M.** On the Frequency Dependence of Conductivity in Amorphous Solids. — «Phil. Mag.», 1970, vol. 22, p. 519—542.

126. **Pollak M.** Temperature Dependence of ac Hopping Conductivity. — «Phys. Rev.», 1965, vol. 138, № 6A, p. 1822—1826.

127. **Hill R. M.** Hopping Conduction in Amorphous Solids. — «Phil. Mag.», 1971, vol. 24, p. 1307—1323.

128. **Кутюлин С. А., Котенко В. А., Шурман В. С.** Эффект переключения в аморфных полупроводниках и области его применения

ния. — «Обзоры по электронной технике», 1973, вып. 4 (110), с. 54 с ил.

129. **Simmons J. G.** Application of Amorphous Semiconductors in Electronic Devices. — «Contemp. Phys.», 1970, vol. 11, № 1, p. 21—41.

130. **Csillag A.** Accumulation Effects in an Amorphous Chalcogenide Thin-Films Switchers. — «IEEE Trans. on El. Dev.», 1973, № 2, p. 157—160.

131. **Brenig W.** Hopping Conductivity in Highly Anisotropic Systems. — «Phil. Mag.», 1973, vol. 28, p. 1093—1103.

132. **Henisch H. K.** Amorphous — Semiconductor Switching. — «Sci. Amer.», 1969, p. 30—41.

133. **Engel A., Holzinger O.** Schalt- und Verstärkerelemente aus Glass. — «Frequenz», 1969, Bd 23, № 10, S. 294—301.

134. **Pollack M., Pike G. E.** AC Conductivity of Glasses. — «Thin Solid Films», 1968, vol. 2, p. 457—466.

135. **Harrop P. J., Wood G. C., Pearson C.** AC Conduction in Amorphous Films. — «Phys. Rev. Lett.», 1972, vol. 28, № 22, p. 1449—1451.

136. **Boon M. R.** Space Charge Limited Hopping Conduction. — «Thin Solid Films», 1972, vol. 10, p. 333—335.

137. **Jonscher A. K., Walley P. A.** Electrical Conduction in Non-Metallic Amorphous Films. — «J. Non-Cryst. Solids», 1969, vol. 1, p. 662—669.

138. **Jonscher A. K., Low S. N.** High-Field Hopping Conduction in Thin Dielectric Films. — «J. Appl. Phys.», 1972, vol. 38, № 8, p. 1047—1057.

139. **Iglis G. B., Williams F.** Extended and Localized Electron States for the Undulator-Graded Bond-Gap Model of Amorphous Semiconductors. — «J. Non-Cryst. Solids», 1971, vol. 5, p. 313—327.

140. **Pike G. E.** AC Conductivity of Scandium Oxide and New Hopping Model for Conductivity. — «Phys. Rev. B», 1972, vol. 6, № 4, p. 1572—1580.

141. **Shante V. K.** Variable-Range Hopping Conduction in Thin Films. — «Phys. Letters», 1973, vol. 43A, № 3, p. 249—251.

142. **Lewis A.** Evidence for the Mott Model of Hopping Conduction in the Anneal Stable State of Amorphous Silicon. — «Phys. Rev. Letters», 1972, vol. 29, № 23, p. 1555—1559.

143. **Корзо В. Ф., Дроздов В. А., Лященко Г. Н., Дроздов М. А.** Аномальная проводимость аморфных слоев пироактивированных керметов. — ИСЛ № 002141, 1971, с. 1—5.

144. **Лященко Г. А.** Прыжковая проводимость дефектных слоев монооксида германия. — «Изв. вузов СССР. Физика», 1972, № 5, с. 161—163.

146. **Emin J. S., Zieger C. L., Kwinn W. S.** A New Polarization Model of Localized Sites. — «Phys. Status Solidi», 1973, vol. 21a, p. 186—194.

147. **Appelles J. A., Paffen M. M.** Local Oxidating of Silicon, New Technological Aspects. — «Philips Res. Rep.», 1971, vol. 26, p. 157—165.

148. **Hippel A.** A Nature of Combined Sites in Liquids. — «J. Phys Chem.», 1955, vol. 30, № 4, p. 586—601.
149. **Chester A. N., Lomies T. C., Weiss M. M.** Diode Array Camera Tubus and x-ray Imaging. — «J. Bell. Syst. Tech.», 1969, vol. 3, p. 345—382.
150. **Kalibjian R.** A Line-focus Electron Beam Lens. — «Proc. IEEE. (Lett.)», 1972, vol. 60, p. 244—249.
151. **Korzo V. F., Chernjaev V. N.** Electrophysical Properties of Indium Oxide Pyrolytic Films with Disordered Structure. — «Phys. Status Solidi», 1973, vol. 2, p. 695—705.
152. **Разуваев Г. А., Грибов Б. Г., Домрачев Н. В., Саламатин Б. Н.** Применение МОС в электронике. М., «Наука», 1972, с. 786 с ил.
153. **Delane D. G., Keiser J. B.** Frequence Properties of Polycrystalline Zinc Oxide Dielectrics. Fince Properties of Polycrystalline. — «J. Electrochem. Soc.», 1969, vol. 114, № 8, p. 831—840.
154. **Harrop J. L.** Polyconduction of Amorphous Dielectric Films. — «Adv. Phys.», 1970, vol. 18, p. 458—474.
155. **Delane D. C., Keiser J. B.** Frequence Properties of Polycrystalline Zinc Oxide Dielectrics. — «J. Electrochem. Soc.», 1969, vol. 114, № 8, p. 821—830.
156. **Лященко Г. А.** Электрические свойства дефектных слоев монокиси германия. — «Изв. вузов СССР. Физика», 1970, № 9, с. 121—123.
157. **Сканави Г. И.** Физика диэлектриков. ГИФМЛ, М., 1958, с. 656 с ил.
158. **Воробьев Г. А.** Физика диэлектриков (область сильных полей). Томск, Изд-во ТГУ, 1971. с. 195 с ил.
159. **Воробьев А. А., Воробьев Г. А.** Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М., «Энергия», 1966, с. 287 с ил.
160. **Чуенков В. А.** К выводу критерия нарушения электрической прочности ионных кристаллов из кинетического уравнения. Изд. АН СССР. Сер. Физическая», 1958, т. 22, с. 369—374.
161. **Келдыш Л. В.** Кинетическая теория ударной ионизации в полупроводниках. — «Журнал экспериментальной и теоретической физики», 1959, т. 37, № 43, с. 962—971.
162. **Петер Г.** Электронные лавины и пробой в газах. М., «Мир», 1968, с. 455 с ил.
163. **Whitehead S.** Dielectric Breakdown of Solids. London. Oxford Univ. Press, 1951, p. 294.
164. **Франц В.** Пробой диэлектриков. М., ИИЛ, 1961, с. 213 с ил.
165. **O'Dwyer J. J.** The Theory of Dielectric Breakdown of Solids. Oxford Univ. Press.
166. **Фрелих Г.** Теория пробоя диэлектриков. М., ИИЛ 1961, с. 261 с ил.
167. **Seitz F.** On 40-generations Theory in Solids. — «Phys. Rev.», 1949, vol. 76, № 21, p. 1378—1392.

168. Hippel A. Aufgedampfte Wismutschichten mit grossen elektrischen Temperaturkoef... — «Naturwiss.», 1935, vol. 14, № 1, p. 79—196.

169. Kirkwood J., Lovinson V., Adler B. Dielectric Breakdown in Silica Crystals. — «J. Chem. Phys.», 1952, vol. 20, p. 929—938.

170. Воробьев Г. А., Мухачев В. А. Исследование механизма пробоя пленки монооксида кремния. — «Изв. вузов СССР. Физика», 1973, № 9, с. 882—884.

171. Мухачев В. А. О природе электрического пробоя пленок монооксида кремния. — «Изв. вузов СССР. Физика», 1971, № 11, с. 139—140.

172. Михайловский И. П. Особенности старения тонкопленочных систем $Al-Al_2O_3-Al$. — Материалы Всесоюзной конференции по физике диэлектриков. Л., ЛПИ 1973, с. 92—94.

173. Галкин Г. И., Маркова Н. Е. Кристаллизация и структура барьерных анодно-окисных пленок тантала. — Материалы Всесоюзной конференции по физике диэлектриков. Л., ЛПИ, 1973, с. 244—245.

174. Klein N. A Theory of Localized Electronic Breakdown in Insulating Films. — «Adv. Phys.», 1971, vol. 19, p. 605—644.

175. Brestechco M., Klein N. DC Electrical Breakdown in Thin Silicon Oxide Films at Reduced Air Pressures. — «Thin Solid Films», 1969, vol. 3, p. 175—181.

176. Klein N. Electrical Breakdown in Thin Films. — «J. Electrochem. Soc.», 1969, vol. 116, № 7, p. 961—969.

177. Klein N. A Model of Thermal Breakdown in Defect Dielectrics. — «Thin Solid Films», 1973, vol. 7, p. 149—157.

178. Корзо В. Ф., Курносов А. И., Юдин В. В. Самовосстановление пленочных емкостных структур при пробое. — «Электронная техника. Сер. 2», вып. 3, 1967, с. 110—113.

179. Корзо В. Ф., Курносов А. И., Юдин В. В. Отрицательное сопротивление тонких слоев двуоксида кремния. — «Электронная техника. Сер. 2», вып. 5, 1967, с. 139—140.

180. Корзо В. Ф. Эффекты обратимого пробоя в тонких слоях SiO_2 и Al_2O_3 . — «Электронная техника. Сер. 14», вып. 6, 1970, с. 121—123.

181. Коломиец Б. Т., Лебедев Э. А., Цендин К. Д. Влияние токов, ограниченных пространственным зарядом, на тепловой пробой. — «Физика и техника полупроводников», 1971, т. 5, № 8, с. 1569—1572.

182. Osburn C. M., Ormond D. W. Dielectric Breakdown in Silicon Dioxide Films on Silicon. — «J. Electrochem. Soc.», 1972, vol. 119, № 5, p. 591—609.

183. Корзо В. Ф., Лященко Г. А., О возможном повышении эффективных пленочных туннельных катодов. — «Радиотехника и электроника», 1968, т. 12, № 11, с. 2271—2272.

184. Garbarion P. L., Sandison R. D. Nondestructive Location of Oxide Breakdown on MOSFET Structures. — «J. Electrochem. Soc.», 1975, vol. 120, № 6, p. 834—835.

185. Masaru N., Kiyoto I. Effects of the Al_2O_3 Film on the Electrical Characteristics of the Planar p-n Junctions. — «Japan J. Appl. Phys.», 1973, vol. 12, p. 1359—1368.

186. Hower P. L., Bechtel N. G. Current Saturation and Small-Signal Characteristics of GaAs Field-Effect Transistors. — «IEEE Trans. on El. Dev.», 1973, ED-20, № 3, p. 213—220.

187. Neugroshel A., Margalit S., Bar — Lev A. *n*-Channel Enhancement MOS Transistor Built in Germanium-Doped Silicon. — «Electron. Lett.», 1973, vol. 9, № 7, p. 153—155.

188. Grebene A. B., Ghandi S. K. General Theory for Pinched Operation of the Junction-Gate FET. — «Solid-State Electron.», 1969, vol. 12, p. 573—589.

189. Chang W. H. MIS Array Potential Calculation. — «Solid-State Electron.», 1973, vol. 16, p. 491—496.

190. Kamoshida M. Threshold Voltage and «gain» Tem of Ion-Implanted Enhancement-Mode *n*-channel MOS Transistors. — «Appl. Phys. Lett.», 1973, vol. 22, № 8, p. 404—406.

191. Goodman A. M. Photoemission of Holes and Electrons from Al into Al_2O_3 . — «J. Appl. Phys.», 1970, vol. 41, № 5, p. 2176—2182.

192. Stratton G. R. High-Field Semiconductor Devices. — «Appl. Phys. Lett.», 1972, vol. 20, № 2, p. 186—194.

193. Schuocker D. Current Dependency of the Conducting Channel Diameter in Thin-Film Glass Structures. — «Appl. Phys. Lett.», 1971, vol. 19, № 1, p. 7—9.

194. Rao G. R., Carr W. N. MOSFET Devices with Trapezoidals Gates. — «Solid-State El.», 1973, vol. 16, p. 483—490.

195. Корзо В. Ф., Бехтев Л. В. Плазменно-пиролитическое выращивание пленок SiO_2 из ТЭОС. — «Электронная техника. Сер. 14», вып. 6, 1969, с. 72—77.

196. Dacey G. C., Ross I. M. The Field-Effect Transistor. — «Bell Syst. Tech. J.», 1955, vol. 34, p. 1145—1189.

197. Hower P. L. A Theory of Saturation and a Charge-Control: Analysis of a Function Field-Effect Transistor. — «Stanf. El. Lab.». Tech. Rep., 1967, p. 4726—4831.

198. Корзо В. Ф. Об аналитическом характере зависимости электрической прочности от параметров неупорядоченной конденсированной системы. — «Физика твердого тела», 1973, т. 15, № 10, с. 3214—3221.

199. Sauvage J. A., Mogab C. J., Adler D. Temperature-Dependent Tunneling into Amorphous Silicon. — «Adv. Phys.», 1972, vol. 12, p. 1305—1312.

200. Корзо В. Ф. Разупорядоченность конденсированной среды и нарушение стационарного состояния при пробое. — «Физика твердого тела», 1973, т. 15, № 12, с. 3476—3478.

201. Forlani F., Minnaja H. Thickness Influence in Breakdown Phenomena of Thin Dielectric Films. — «Phys. Status Solidi», 1964, vol. 4, № 2, p. 311—324.

202. Коваленко Н. П., Фишер И. З. Метод интегральных уравнений в статистической теории жидкостей. — «Успехи физических наук», 1972, т. 108, вып. 2, с. 209—239.

203. Корзо В. Ф. Электрическая прочность тонких слоев пироактивированных стекол. — «ФТТ», 1971, т. 13, с. 1253—1258.

204. Корзо В. Ф. Низкотемпературный пробой сверхтонких слоев стеклообразного кварца. — «ФТТ», 1969, т. 11, с. 415—419.

205. Корзо В. Ф. Зависимость напряженности поля пробоя от толщины плазменноактивированных пленок. — «ФТТ», 1969, т. 11, с. 3038—3040.

206. Agarwal V. K., Srivastava V. K. Evidence for Shottky — Emission — Dominated Dielectric Breakdown. — «Thin Solid Films», 1971, vol. 7, p. 377—379.

207. Osburn C. M., Weitzmann E. J. Thermally Assisted Tunneling in Dielectric Films. — «J. Electrochem. Soc.», 1972, vol. 119, p. 603—619.

208. Корзо В. Ф. Влияние неупорядоченности структуры на электрическую прочность тонких слоев стеклообразного кварца. — «ФТТ», 1971, т. 13, № 6, с. 1564—1572.

209. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М., ГИФМЛ, 1968, с. 344 с ил.

210. Лифшиц Е. М. Теория флуктуационных уровней в неупорядоченных конденсированных системах. — «Успехи физических наук», 1964, т. 73, № 5, с. 617—656.

211. Корзо В. Ф., Коробов А. И. К зависимости электрической прочности диэлектрических пленок от толщины. — «ФТТ», 1966, т. 8, № 5, с. 613—615.

212. Корзо В. Ф. О зависимости электрической прочности пленок SiO_2 от толщины на переменном напряжении. — «ФТТ», 1966, т. 8, № 10, с. 2500—2502.

213. Корзо В. Ф., Киреев П. С., Лященко Г. А. О зонной структуре Si-SiO_2 . — «Физика и техника полупроводников», 1968, т. 2, № 8, с. 1852—1853.

214. Корзо В. Ф. Влияние структуры на характер пробоя пиролитических пленок окиси алюминия. — «ФТТ», 1970, т. 12, № 5, с. 614—616.

215. Chou T. L. Chemical Deposition of Dielectric for Thin Film Circuits and Components. — «Sem. Prod. and Solid-State Technol.», 1967, vol. 10, № 5, p. 36—41.

216. Alt L. L., Ing S. W., Lacudle K. W. Low-Temperature Deposition of Silicon Oxide Films. — «J. Electrochem. Soc.», 1963, vol. 110, № 3, p. 465—471.

217. Получение и свойства высокотемпературных МДМ структур с гибридным диэлектриком. — Материалы Всесоюз. конф. по физике диэлектриков. т. 3, Л., ЛПИ, 1973, с. 278—280. Авт.: В. Н. Черняев, В. Ф. Корзо, Ю. Н. Бузников, Н. Ю. Юсипов.

218. Маннинг Дж. Кинетика диффузии атомов в кристаллах. М., «Мир», 1971, с. 457 с ил.

219. Mott N. F., Austin I. G. Thermophysical Properties of Amorphous Thin Films. — «Adv. Phys.», 1969, vol. 18, № 1, p. 41—51.

220. Castagne R., Hesto P., Vapaille A. Surface Conductivity of the Insulator of an MIS or MIM Device. — «Thin Solid Films», 1973, vol. 17, p. 253—264.

221. Acrivos J. V., Mott N. F. On the Metal — Non-Metal Transition in Sodium-Ammonia Solutions. — «Adv. Phys.», 1971, vol. 19, p. 19—31.

222. **Leszczynsky Z.** Zasilanie i stabilizacja punktu pracy tranzystora polowego. — «Arch. electrotechn. (PRL)», 1973, vol. 22, № 2, p. 507—515.

223. **Koomen J.** Investigation of the Most Channel Conductance in Weak Inversion. — «Solid State El.», 1973, vol. 16, № 7, p. 801—810.

224. **Gonvell G. J.** Aluminium Nitride Insulating Films for MOSFET Devices. — «Solid State Technol.», 1973, vol. 16, № 4, p. 86—96.

225. **Fonash S. J.** Effects of Stress on Metal — Oxide — Semiconductor Structures. — «J. Appl. Phys.», 1973, vol. 44, № 10, p. 4607—4615.

226. **Warabisako T., Yoshida I., Tokuyama T.** Properties of MOS Structures Prepared on Substrates Having Ionimplanted. Impurity Distribution Profile. — «Oe Butsury: J. Jap. Appl. Phys.», 1973, vol. 42, Suppl., p. 181—186.

227. **Chou N. J., Eldridge J. M.** On the Statistics governing the Defect Density Determination in SiO_2 Films. — «J. Electrochem. Soc.», 1973, vol. 120, № 8, p. 1139—1140.

228. **Лискор И. С., Пушанский А. Л.** Техническая реализация метода дискретного термического напыления из замкнутого объема полупроводниковых и диэлектрических пленок. Труды Всесоюзного совещания по диэлектрической электронике. Ташкент, «Фан», 1973, с. 69—72.

229. **Hodgkinson I. J., Walker A. R.** Stress Relief Induced in Silicon Oxide Films by UV Radiation. — «Thin Solid Films», 1973, vol. 17, № 2, p. 186—197.

230. **Dell'Oca C. J.** Properties of Anodic Oxide Films Formed in the Anodization of Silicon Nitride. — «J. Electrochem. Soc.», 1973, vol. 120, № 9, p. 1225—1230.

231. **Schlink N.** Pat. FRG, kl. 48 dI 7/02 № 1521953, 1973.

232. **Oyama Y.** Solid Solution in the System $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—Ga}_2\text{O}_3\text{—Al}_2\text{O}_3$. — «Jap. J. Appl. Phys.», 1973, vol. 12, № 4, p. 500—508.

233. **Rand M. J., Roberts J. F.** Silicon Oxinitride Films from the $\text{NO—NH}_3\text{—SiH}_4$ Reaction. — «J. Electrochem. Soc.», 1973, vol. 120, № 3, p. 446—453.

234. **Ваганабе М., Ока Т.** Японский пат., кл. 99 (5) C 23, № 48-13269, 1973.

235. **Sato Y.** Surface Conductance in $\text{SiO}_2\text{—GaAs}$ Systems. — «Jap. J. Appl. Phys.», 1968, vol. 7, № 6, p. 595—602.

236. **Becke H., Hall R., White J.** Electrical Properties of $\text{SiO}_2\text{—GaAs}$ and $\text{Si}_3\text{H}_4\text{—GaAs}$ Structures. — «Solid State El.», 1965, vol. 8, № 7, p. 813—821.

237. **Foster J. E., Swartz J. M.** Pyrolytic Deposition in $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—GaAs}$ Thin Films Systems. — «J. Electrochem. Soc.», 1970, vol. 117, № 12, p. 1410—1421.

238. **Hswe M., Palmer R. B., Shopbell M. L., Mai C. C.** Characteristics of P-channel MOS Field Effect Transistors with Ion-Implanted Channels. — «Solid State El.», 1972, vol. 15, № 11, p. 1237—1243.

239. **Cooper J. A., Ward E. R., Schwartz R. J.** Surface States and Insulator Traps at the $\text{Si}_3\text{N}_4\text{—GaAs}$ Interface. — «Solid State El.», 1972, vol. 15, № 11, p. 1219—1227.

240. Brown G. A., Robinette W. C., Carlson T. G. HF Impedance in Field Effect Structures. — «J. Electrochem. Soc.», 1968, vol. 115, № 7, p. 948—956.

241. Kendall E. M. Unstable Effects in MIS Structures. — «British J. Appl. Phys.», 1968, vol. 1—2, № 12, p. 1409—1414.

242. Goetzberger A., Heine V., Nicollian E. H. An Accumulation of Volume Charge in Dielectric within Semiconductor Area. — «Appl. Phys. Lett.», 1968, vol. 12, № 1, p. 95—98.

243. McCaughan D. V., Heiling J. A. Dielectric Strength and Interface-State Behaviour of Oxygen Plasma-Grown SiO_2 Films Annealed at High Temperature. — «In. J. Electron.», 1973, vol. 34, № 6, p. 737—740.

244. Mitchell J. P., Denure D. C. A Study of SiO Layers on Si Using Cathodoluminescence Spectra. — «Solid State El.», 1973, vol. 16, № 7, p. 625—639.

245. Яги Х., Огава Т. Техника пассивации. — «El. Parts and Mat.», 1973, vol. 12, № 6, p. 60—65.

246. Hirabayashi K., Takeishi Y. Пленки SiO_2 . — «Bussei», 1973, vol. 14, № 3, p. 193—198.

247. Sasaki N. Change of Si— SiO_2 Interface Charge by BT Treatment. — «Jap. J. Appl. Phys.», 1973, vol. 12, № 9, p. 1458—1459.

248. Попов В. Д., Ройзин Н. М. Роль ионизации в образовании поверхностных состояний на границе раздела диэлектрик-полупроводник. — «Микроэлектроника» 1973, т. 2, № 6, с. 552—556.

249. Asari S. Effects of Deep Centres on Microwave Frequency Characteristics of GaAs Shottky Barrier Gate Fet. — «J. Jap. Soc. Appl. Phys.», 1973, vol. 42, p. 71—72.

250. Осипов К. А. Влияние электростатического потенциала подложки и водорода в процессе конденсации пленок окиси алюминия на поверхностный заряд в МДП структурах. — «Микроэлектроника», 1973, т. 2, № 6, с. 565—566.

251. Sunshine R. A. Gate Protective Device for Indulated Gate Field-Effect Transistors. — Pat. USA, cl. 317—235R, № 3728591, 1973.

252. Engeler W. E., Tiemann J. J., Baertsch R. D. The Surface-Charge Transistor. — «IEEE Trans. E. D.», 1971, № 12, p. 1125—1136.

253. Parekh P. C., Molea J. R. The Uniformity of Vappur Deposited Si_3N_4 Films. — «Solid State El.», 1973, vol. 16, № 8, p. 954—955.

254. Ibach H., Horn K., Dorn R., Luth H. The Absorbption of Oxygen on Silicon (III) Surfaces. — «Surface Sci.», 1973, vol. 38, № 2, p. 433—454.

255. Patrin N. A. Performance of Very High Density Charge Coupled Devices. — «IBM J. Res. and Develop.», 1973, vol. 17, № 3, p. 241—248.

256. Mohsen A. M. Charge Transfer in Overlapping Gate Charge-Coupled Devices. — «IEEE J. Solid State Circuits», 1973, vol. 8, № 23, p. 191—207.

257. Collet M. G., Esser L. J. Charge Transfer Devices. — «Festkoerprobleme», 1973, vol. 13, p. 337—338.

258. Митчел Дж., Уилсон Д. Поверхностные эффекты в полупроводниковых приборах, вызванные радиацией. М., «Атомиздат», 1970, с. 482 с ил.

259. Кристиан С. М. Полевые транзисторы. М., «Сов. Радио», 1971, с. 197 с ил.

260. Гуревич И. И., Тарасов Л. В. Физика нейтронов низких энергий. М., «Наука», ГИФМЛ, 1965, с. 608 с ил.

261. Патрикеев Л. Н., Подлепецкий Б. И., Попов В. Д. Изменение заряда в диэлектрике и проводимости МДП-структур под действием радиации. — В кн.: Тонкие диэлектрические пленки. Т. 3. Л., 1973, с. 266—267.

262. Герасимов А. Б., Ковалев В. Н., Сурин А. М. Кинетика перераспределения заряда в слоистом диэлектрике $\text{SiO}_2\text{—Al}_2\text{O}_3\cdot\text{SiO}_2$. — В кн.: Тонкие диэлектрические пленки. Т. 3. Л., 1973, с. 228—229.

263. Вологдин Э. Н., Жукова Г. А., Мордкович В. Н. Радиационные повреждения в приповерхностных слоях кремния. — «Физика и техника полупроводников», 1973, 7, вып. 4, с. 835—836.

264. Pepper M. Low Energy Electron Irradiation of Si-SiO₂ Interface. — «Thin Solid Films», 1972, vol. 14, p. 7—10.

265. Holmstrom F. E., Collins T. W., Churchill J. N. Measured Radiation Effects in MOS Capacitors with a Proposed New Model. — «Appl. Phys. Letters», 1974, vol. 24, № 10, p. 464—466.

266. Gross B., Dow J., Nablo S. V. Charge Build-up in Electron-Irradiated Dielectrics. — «J. Appl. Phys.», 1973, vol. 44, № 6, p. 2459—2463.

267. Harari E., Royce B. H. The Effects of Electron and Hole Trapping on the Radiation Hardness of Al₂O₃ MIS Devices. — «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1973, vol. 20.

268. Mc-Kenna J., Schryer N. L. The Potential in a Charge-Coupled Device with no Mobile Minority Carriers and Zero Plate Separation. — «Bell Syst. Techn. J.», 1973, vol. 52, № 5, p. 669—699.

269. Kosonocky W. F., Carnes J. E. Two-phase Charge-Coupled Devices with Overlapping Polysilicon and Aluminum Gates. — «RCA Rev.», 1973, vol. 34, № 1, p. 164—166, 194—202.

270. Mohsen A. M. Overlapping-Gate Buried-Channel Charge-Coupled Devices. — «Electron. Lett.», 1973, vol. 9, № 17, p. 396—398.

271. Borsuk J., Bordoloi K. Charge-Coupled Devices — a Review. — «Proc. IEEE», 1973, T.5/1—T.5/7.

272. Kim C. K., Snow E. H. Charge-Coupled Devices with Continuous Resistor Electrode. — Pat., USA, cl. 317—235R, № 372590, 1973.

273. Lipsicas M., Mattis D. Policonducting Device and Applications Therefor. — Pat. USA, cl. 317—235R, № 3731249, 1973.

274. Gisolf A., Zijistra R. J. Lattice Interaction Noise of Hot Carriers in Single Injection Solid State Diodes. — «Solid-State El.», 1973, vol. 16, № 6, p. 571—580.

275. Корзо В. Ф., Лященко Г. А., Козыркин Б. Д., Румянцева В. П. Сверхпроводящие пленки ниобия из газовой фазы. «Изв. АН СССР. Неорганические материалы», 1971, т. 7, 18, с. 1053—1055.

276. Wagemann H. G., Braunig D. MIS-Bauelemente unter der Wirkung ionisierender Strahlung. — «Nachr. Z.», 1973, Bd. 26, № 6, S. 254—260.

277. Shanifeld R. Instabilities During The Cycling of Telluride Memory Diodes. — «J. Non-Cryst. Solids», 1970, vol. 2, № 2, p. 380—390.

278. Himsworth B. A. A Two-dimensional Analysis of Indium Phosphide Junction Field Effect Transistors with Long and Short Channels. — «Solid State El.», 1973, vol. 16, № 8, p. 931—939.

279. Mar J. Surface Breakdown Device Reliability. — «Appl. Phys. Lett.», 1974, vol. 24, № 10, p. 453—458.

280. Demassa T. A., Catalano G. T. The in Homogeneous Channel FET-ICFET. — «Solid State El.», 1973, vol. 16, № 8, p. 847—851.

281. Schmidt M., Glaefcke H. A New Method of Determination of the Penetration Depth of Electrons in Insulators. — «Phys. Statue Solidi (a)», 1973, № 18, K121—K124.

282. Дудонис Ю. И., Праниявичус Л. И. ВАХ МОП-структур на основе SiO_2 , полученного испарением SiO и бомбардировкой ионами кислорода. — Труды Всесоюзного совещания по диэлектрической электронике. Ташкент, «Фан», 1973, с. 49—52.

283. Ballantyne J. M., Baukus J. P., Lavin J. M. Properties of a Light-Modified-Breakdown. Detector in GaAs. — «Appl. Opt.», 1973, vol. 12, № 10, p. 2486—2493.

284. Kumar S., Gregor L. V. Distribution of Sodium in Sputtered by Neutron Activation and UV Spectrographic Analyses. — «J. Electrochem. Soc.», 1973, vol. 120, № 9, p. 1285—1287.

285. Kar N., Dahlke W. E. Potentials and Direct Current in Metal Structures. — «Solid State El.», 1972, vol. 15, № 8, p. 869—875.

286. Славников В. С. Свойства пленок нитрида алюминия, полученных реактивным испарением. — «Изв. вузов СССР. Физика», 1973, № 6, с. 149—151.

287. Нисуми Т. Транзисторы с низким уровнем шума. — «El. Parts and Mater.», 1973, vol. 12, № 6, p. 90—95.

288. Botos B. FET's at Low Frequency. — «El. Equip. News», 1973, vol. 14, № 9, p. 45—48.

289. Vyas S. J. Some Thoughts on Field-Effect Transistors. — «Radio Serv.», 1973, vol. 35, № 6, p. 14—19.

290. Dewitt D. Transistor Comprising Layers of Silicon Dioxide and Silicon Nitride. — Pat. USA, cl 317—235R, № 3707656, 1972.

291. Allison D. F., Russel L. K. Method for Making MOS Structure with Precisely Controlled Channel Length. — «Pat. USA, cl 29—571, № 371940.

292. Goetzberger A., Schul M. Fundamentals of MOS Technology. — «Festkorperprobleme», 1973, vol. 13, p. 309—336.

293. Kroger H., Wegener H. A. Bistable Impedance States in MIS Structures Through Controlled Inversion. — «Appl. Phys. Lett.», 1973, vol. 23, № 7, p. 397—399.

294. Raider S. I. Time-dependent Breakdown of Silicon Dioxide Films. — «Appl. Phys. Lett.», 1973, vol. 23, № 1, p. 34—36.

295. Nakagiri M., Iida K. Effects of the Al_2O_3 Film on the Electrical Characteristics of the Planar p—n Junctions. — «Jap. J. Appl. Phys.», 1973, vol. 12, № 9, p. 1359—1366.

296. Abe H. Observation of Oscillatory Bias Dependence of Metal-Oxide — Semiconductor Capacitance. — «Jap. J. Appl. Phys.», 1973, vol. 12, № 7, p. 1087—1088.

297. **Takada S.** Controllable Nonlinear Interactions Between Elastic Surface Waves and Carriers in Si—LiNbO₃ Structure. — «J. Jap. Soc. Appl. Phys.», 1973, vol. 42, p. 21—29.

298. **Bosselaar C. A.** Charge Injection into Dielectric Coatings Covering Revers Biased Junctions. — «Solid-State Devices», 1973, p. 179—180.

299. **Card H. C.** Population of the Interface States in Devices with Thin Insulating Layers. — «Solid-State El.», 1973, 177.

300. **Осипов В. В., Холоднов В. А.** Явление изотермического шнурования тока при инжекционном пробое полупроводниковых структур. — «Микроэлектроника», 1973, т. 2, № 6, с. 529—547.

301. **Rossel P.** Propriétés de la partie réelle de l'admittance d'entrée du transistor MOS à polarisation drain—source nulle. — «C. r. Acad. Sci.», 1973, vol. 277, № 16, B447—B449.

302. **Klose H.** Verfahren zur Bestimmung der Temperaturverteilung in Halbleiterkörpern. — Pat. DDR, cl. 42.1 3/55, № 92582, 1972.

303. **Коломиец Б. Т., Лебедев Э. Г., Таксами А. Н.** Исследование условий обратимости пробоя в халькогенидных стеклах. — «Физика и техника полупроводников», 1973, т. 7, № 10, с. 2045—2047.

304. **Накан Я.** Метод создания меза-структур. — Японский пат., кл. 99 (5) J 42, № 48—10913, 1973.

305. **Veloric H. S.** Radio Frequency Transistor Employing High and Low-Conductivity Base Grids. — Pat. USA, cl. 317—235R, № 3736478, 1973 г.

306. **Critchlow D. L., Dennard R. H. Schuster S. E.** Design and Characteristics of n-Channel Insulated Gate Field-Effect Transistors. — «IBM J. Res. and Develop.», 1973, vol. 17, № 5, p. 430—442.

307. **Paul R.** MIS-Bauelemente. — «Nachr.-Elektron.», 1973, Bd. 23, № 8, S. 282—293.

308. **Мацушүри А., Сэки К.** Японский пат., кл. 58 H 161, № 48—10976, 1973.

309. **Murai T., Toi T.** Vapour Growth Device. Pat. USA, cl. 118—48, № 3696779, 1972.

310. **Заугольников Е. Г.** Влияние состава отмылок поверхности кремния на свойства двуокиси. — Труды Ташкентского университета, 1973, вып. 447, с. 77—81.

311. **Korel W. A., Hofelmann K.** Development Trends in Silicon Junction Coating, Moulding Compounds and Casting Resins. — «Microel.», 1973, vol. 4, № 4, p. 25—28.

312. **Хамада О.** Акустическая аппаратура на дискретных полупроводниковых приборах. — «El, Parts and Mater», 1973, 12, № 6, p. 163—167.

313. **Лезер Р., Брейтштейн П.** Управляемые напряжением аттенюаторы на полевых транзисторах ВХПИ, 1973, № 77, с. 20—24.

314. **Muller R.** Dual-Gate-MOS-Feldeffekt — transistoren. — «Technika», 1973, Bd 22, № 13, S. 1307—1318.

315. **Johnson E. O.** The Insulated-Gate Field-Effect Transistor as a Bipolar Transistor in Disguise. — «RCA Rev», 1973, vol. 34, № 1, p. 80—94.

316. **Wilson A. P.** The Growth of a Technology — a Look at the RECORD. — «Bell Lab. Rec.», 1972, vol. 50, № 11, p. 351—358.

317. **Davidson U. S.** Method of Making Semiconductor Devices Through Overlapping Diffusions. — Pat. USA, cl. 148—175, № 3716425, 1973.

318. **Brown D. M.** Field-Effect Transistors with Self Registered Gate which Acts as Diffusion Mask During Formation. — Pat. USA, cl. 317—235R, № 3714525, 1973.

319. **Мацуо Т.** Технология окисления. — «El. Parts and Mater.», 1972, vol. 1, № 9, p. 79—85.

320. **Погуляев В. В.** Старение тонкопленочных МДМ-структур. — Тр. Всесоюзн. конф. по физике диэлектриков. ЛПИ, 1973, т. 3, с. 96—97.

321. **Валиев К. А., Раков В. С., Валеев Н. А.** Особенности вольт-фарадных характеристик МДП-структур. — Всес. совещ. по диэл. электрон. Ташкент, «Фан», 1973, с. 36—37.

322. **Розенталь А. И.** Нестационарный ток, ограниченный объемным разрядом, в диэлектрике с ловушками. Ташкент, «Фан», 1973, с. 192 с ил.

323. **Смирнов П. Д.** Исследование электрофизических свойств МДП-структуры алюминий-трифторид гольмия-кремний. — «Изв. ЛЭИ», 1973, вып. 137, с. 92—96.

324. **Сухарев Ю. Г., Гребенников А. А., Самков Е. Я.** Исследование механизмов токопереноса в МДП-структурах на основе нитрида кремния. — Всес. совещ. по диэлектрической электронике, Ташкент, 1973, с. 91—93.

325. **Овсянников Е. К., Смирнова Л. И.** Исследование токов, ограниченных пространственным зарядом, в элементах и узлах МДП — ИС. — Всес. совещ. по диэл. электрон., Ташкент, 1973, с. 79—80.

326. **Денисюк В. А.** Влияние электронного пучка РЭМ на электрофизические параметры МДП-транзисторов Матер. IX конф. по электрической микроэлектронике, Тбилиси, 1973, с. 79—80.

327. **Сасада Д., Кавамура Н.** Полевой транзистор с затвором на основе барьера Шоттки. — Япон. пат., кл. 99 (5) E3, № 48—13578, 1973.

328. **Freeman J.** Computer Aids for Silicon Gate MOS Design. — «NEREM—71», Newton, Mass., 1971, p. 311—314.

329. **Ullrich H.** Verfahren zum Herstellen eines Halbleiterbauelements. — Pat. USA, cl. 317—235R, № 3739238, 1973.

330. **Оно М.** Полупроводниковый прибор. Яп. пат. кл. 99 (5) C23, № 48—13572, 1973.

331. **Murphy B. T., Panousis P. T.** Method of Fabricating Semiconductor Integrated Circuits Using Deposition Doped Oxide as a Source of Dopant Impurities. — «J. Electrochem. Soc.», 1972, vol. 119, № 5, p. 846—854.

332. **Krishnam I. N., V Chen T. M.** Effects of Electron Bombardment on the Noise in Junction Gate Field-Effect Transistors. — «Solid-State El.», 1973, vol. 16, № 11, p. 1233—1240.

333. Горьшкин М. Н., Королев К. М., Петин Ю. А. МОП-тетрод, структура и расчет его характеристик. — «Диэлектрики и полупроводники», 1973, вып. 3, с. 60—67.
334. Barbe D. F., Killiany J. M., Hughes H. L. Effect of Gamma Radiation on Charge-Coupled Devices. — «Appl. Phys. Lett.», 1973, vol. 23, № 7, p. 400—402.
335. Goldman A. E. Efficient Charge-coupled Device Hits Megahertz Speeds. — «Electronics», 1973, vol. 46, № 25, 6E, 8E.
336. Chan C. H., Chamberlain S. A. CCD Serial to Parallel Shift Register. — «IEEE J. Solid-State Circuits», 1973, vol. 8, № 5, p. 388—391.
337. Rulph U. T. New Tube is Halp Solid State. — «Electronics», 1973, vol. 46, № 25, p. 41—43.
338. Shishido F. A Stable Tunnelling Device Composed of Two-Layer Insulator Films. — «J. Appl. Phys.», 1973, vol. 12, № 10, p. 1658—1659.
339. Hara H. Semiconductor Device with a Field Transistor. — Pat. USA, cl. 317—235 R., № 3739238, 1973.
340. TeVelde T. S. Method of Manufacturing Electronic Devices. — Pat. USA, cl. 317—234R, № 3736476, 1973.
341. Scott J. H. Semiconductor Device Fabrication. — Pat. USA, cl. 148—175, № 3745077, 1973.
342. Abe T. Application of Radiation Enhanced Diffusion to Microwave Transistor Fabrications and its Design Optimization. — «Proc. U. S. Jap. Semicond. Kyoto, 1970, p. 121—127.
343. Middelhoeck J., Holleman J. The Prevention of Parasitic MOS Channels by «Silox» Diffusion. — «Solid State Dev.», 1972, p. 201—221.
344. Norris P. E., Micheletti F. B. Method of Making an MOS Transistor Including a Gate Insulator Layer of Al_2O_3 and the Article SO Produced. — Pat. USA., cl. 29—571, № 3735482, 1973.
345. Dockerty R. C. Improved V_t Stability of SNOS FET's Oxygen Annealing. — 11th Ann. Proc. Rel. Phys., N—Y, 1973, p. 159—162.
346. Ronen R. S. Method of Making Semiconductor Device. — Pat. USA, cl. 156—11, № 3740280, 1973.
347. Nakashima S., Inoue M., Twasa H. Method of Making Germanium Semiconductor Device. — Pat. USA, cl. 156—8, № 6730800, 1973.
348. Berguland C. N., Clemens J. T., Nicollian E. H. Undercut Isolation-a Technique for Closely Spaced and Self-Aligned Metalization Patters for MOS Integrated Circuits. — «J. Electrochem. Soc.», 1973, vol. 120, № 9, p. 1255—1260.
349. Fa C. H. Process for Coplanar Semiconductor Structure. — Pat. USA, cl. 148—175, № 3743552, 1973.
350. Kaupilla J. E. Method of making a Passivated Wire Bounded Semiconductor Device. — Pat. USA, cl. 29—470, 1, № 3733685, 1973.
351. Йоходзава С., Иваса Н. Получение полевых структур. — Японский пат., кл. 99(5) C—23, № 48—20949, 1973.

352. Gurev H. S., Kirk R. W. Non — corrosive Coating for thin Aluminium Metallization. — Pat. USA, cl. 29—580, № 3735484, 1973.
353. Sheldon G. S. Semiconductor Passivating Process. — Pat. USA, cl. 29—580, № 3735483, 1973.
354. Packard R. D. Semiconductor Surface Protection Material. — Pat. USA, cl. 156—285, № 3745082, 1973.
355. Chernyaev V. N., Korzo V. F., Tyanginski A. Y. Hopping Conduction in Amorphous Auto-Doped $\text{SiO}_2 + \text{C}$ Thin Films. — «Proc. Conf. Amorph. Semicond.—74», Reinhardtbrunn, 1974, vol. 2, p. 386—389.
356. Корзо В. Ф., Курносков А. Ю., Юдин В. В., Лященко Г. А. Бистабильное переключение и пробой в варисторных пиролитических структурах. — «Электронная техника», сер. 2, вып. 3, 1967, с. 103—109.
357. Schulz T. E. SiO_2 Films Overlays for Temperature-Stable Surface Acoustic Wave Dev. — «Appl. Phys. Letters», 1975, vol. 25, № 3, p. 75—77.
358. Sasaki H., Kushibiki J., Chubachi N. Efficient Acousto-Optic TE-TM Mode Conversion in ZnO Films. — «Appl. Phys. Letters», 1975, vol. 26, № 9, p. 476—477.
359. Yashiro T., Nagai H., Yano K. Passivation of Germanium Devices, p. II. — «Rev. Elec. Commun. Lab.», 1974, vol. 22, № 11—12, p. 1057—1068.
360. Нейстроев С. А., Пирцхалава Т. Ш., Соколов Е. Б. Осаждение пленок нитрида кремния в плазме газового разряда. — В кн.: Активируемые процессы технологии микроэлектроники, вып. 1, Таганрог, 1975, 41—48.
361. Хо К., Сугано Т., Носима К. Метод изготовления полупроводниковых приборов. — Япон. пат., кл. 99(5) C23 (H 01 1 7/00), № 49—18435, 1974.
362. Хасимото Д., Харухара И., Комацу Р., Мурамото С. Метод образования окисного слоя на поверхности полупроводника. — Японский пат., кл. 99 (5) C23 (H 01 1 7/00), № 49—22232, 1974.
363. Бурштейн Э., Лундквист С. Туннельные явления в твердых телах. М., «Мир», 1973, с. 421 с ил.
364. Modinos A., Nicolaou N. A Method for the Evaluation of Tunnelling Probabilities Through a Slowly Varying Potential Barrier Containing Potential Holes. — «J. Phys. C: Solid St. Phys.», 1971, vol. 4, № 12, p. 2875—2893.
365. Modinos A., Theophilou A. Effect of Atomic Cores on Electron Tunneling Through Dielectric Layers. — «J. Phys. C: Solid St. Phys.», 1971, vol. 4, № 2, p. 338—353.
366. Shristov S. G. Electron Currents Across Metal — Semiconductor Interfaces. — «Phys. Status Solidi», 1973, vol. 15a, № 2, p. 665—679.
367. Leipold W. C., Feuchtwang T. E. The Metal — Insulator — Metal Structures for Tunnelling Electron Devices. — «Phys. Status Solidi», 1973, vol. 15a, № 4, p. 1043—1058.

368. **Schnupp P.** A Model for Tunnelling Through a Non-Crystalline Thin Dielectric Film. — «Phys. Status Solidi», 1968, vol. 25, № 2, p. 455—460.

369. **Schnupp P.** Kronig-Penney-Type Calculation of Tunnelling in Dielectrics. — «Phys. Status Solidi», 1968, vol. 11, № 10, p. 1327—1329.

370. **Sauvage J. A., Mogab C. J., Adler D.** Temperature-Dependent Tunnelling into Amorphous Silicon. — «Phil. Mag.», 1973, vol. 26, p. 1305—1312.

371. **Roberts G. G., Polanco J. I.** Thermally Assisted Tunnelling in Dielectric Films. — «Phys. Status Solidi», 1970, vol. 1a, № 2, p. 409—420.

372. **Kadlec J., Gundlach K. H.** Insulator Barrier in Al-(oxide)-Al Structures. — «Thin Solid Films», 1972, vol. 11, № 9, p. 423—434.

373. **Schmidlin F. W.** Enhanced Tunneling Through Dielectric Films due to Ionic Defects. — «J. Appl. Phys.», 1966, vol. 37, № 7, p. 2823—2833.

374. **Kimagai Y., Kawarada K., Shibata Y.** Energy Distribution of Electrons Tunnelling Through a Metal-Insulator-Metal Sandwich Structure. — «Japanese J. Appl. Phys.», 1967, vol. 6, № 3, p. 290—296.

375. **Hrach R.** Energy Angular Distributions of Electrons Emitted from MIM Systems. — «Thin Solid Films», 1973, vol. 15, p. 65—69.

376. **Hrach R., May J.** Emission of Electrons from MIM Systems: Energy Distribution. — «Czech. J. Phys.», 1973, B 23, p. 225—233.

377. **Esaki L.** Long Journey into Tunneling. — «Rev. Modern Phys.», 1974, vol. 46, № 237—238.

378. **Korb A., Holonyak J., Kleinman D.** Tunneling Current Characteristics of the SIS Diode. — «J. Appl. Phys.», 1972, vol. 43, № 12, p. 5052—5061.

379. **Sroubek Z., Kubec F.** Electron Tunneling in Indium TiO_2 -Nb Schottky Barriers. — «Solid-State Communication», 1973, vol. 12, № 8, p. 767—770.

380. **Shishido F.** A Stable Tunneling Device Composed of Two-Layer Insulator Film. — «Japan J. Appl. Phys.», 1973, vol. 12, № 10, p. 1658—1659.

381. **Ma T. P., Barker R. C.** Surface-State Spectra from Thick-Oxide MOS Tunnel Junctions. — «Solid-State Electron.», 1974, vol. 17, № 5, p. 913—929.

382. **Корзо В. Ф., Лященко Г. А.** О возможном повышении эффективности пленочных туннельных катодов. — «Радиотехника и электроника», 1973, 15, № 8, с. 1021—1023.

383. **Корзо В. Ф.** Пленочные туннельные катоды с пиролитическим диэлектриком. — «Радиотехника и электроника», 1972, 14, № 2, с. 284—286.

385. **Hrach R., Hubicka Z., Bohac J.** The Influence of Technological Conditions on Electron Properties of MIM Systems. — «Czech. J. Phys.», 1974, B 24, p. 1369—1378.

386. **Hubicka Z., Hrach R.** Anomalous Emission of Electrons from MIM Systems. — «Czech. J. Phys.», 1975, В 25, p. 193—201.

387. **May J., Hrach R.** Emission of Electron from MIM Systems: Angular Distribution. — «Czech. J. Phys.», 1973, В 23, p. 217—224.

388. **Воробьев Г. А., Мухачев Ю. А., Руднев В. Н.** О необратимых изменениях в тонкопленочной системе МДМ на основе нитрида кремния. — В кн.: «Тонкие диэлектрические пленки», Л., «Наука», 1973, т. 3, с. 94—96.

389. **Получение** и свойства высокотемпературных МДМ структур с гибридным диэлектриком. — В кн.: Тонкие диэлектрические пленки, Л., «Наука», 1973, т. 3, с. 280—282. Авт.: **Черняев В. Н., Бузников Ю. Н., Корзо В. Ф.** и др.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава первая. Технологические особенности получения диэлектрических пленок	8
1-1. Перспективные технологические методы	8
1-2. Влияние технологических факторов на стабильность диэлектрика в полевых приборах	54
1-3. Влияние технологических факторов на электрофизические характеристики полевых структур	69
1-4. Влияние поверхностных состояний на процесс ускоренного старения диэлектрика в полевых приборах	75
Глава вторая. Полевая и токовая нестабильность диэлектриков	88
2-1. Полевая миграция примесей в диэлектрике	88
2-2. Перенос заряда в пленочном диэлектрике	95
2-3. Механизмы инжекции в МНОП-структурах	104
2-4. Влияние механических напряжений	109
2-5. Влияние дефектов структуры и примесей	115
2-6. Влияние метода легирования диэлектрика	125
2-7. Предпробная проводимость и эффект переключения	132
2-8. Примесно-стимулированный пробой	139
Глава третья. Прыжковая проводимость и частотные свойства диэлектриков	142
3-1. Основные представления	142
3-2. Частотная зависимость прыжковой проводимости	144
3-3. Зависимость от поля и температуры на постоянном токе	157
3-4. Прыжковая проводимость в сильном переменном поле	165
3-5. Гибридные модели прыжковой проводимости	170
3-6. Методика измерения проводимости на переменном токе	177
3-7. Частотные свойства диэлектрических пленок	181
Глава четвертая. Явления пробоя в тонких некристаллических диэлектриках	196
4-1. Основные представления	196
4-2. Тепловой пробой	203
4-3. Электрический пробой несовершенных кристаллических диэлектриков	209
4-4. Пробой пленок аморфных диэлектриков	225
4-5. Влияние степени структурной разупорядоченности диэлектрика	234
4-6. Экспериментальные данные	236

Глава пятая. Эксплуатационные характеристики диэлектриков в приборах	257
5-1. Приборы высокотемпературной микроэлектроники . . .	257
5-2. Поверхностная проводимость диэлектрика в МДМ- и МДП-приборах	271
5-3. Роль поверхностных состояний и ловушек в диэлектрике	288
5-4. Радиационная стойкость пленочных диэлектриков . . .	296
5-5. Диэлектрики в приборах с зарядовой связью	306
5-6. Полевые детекторы ядерного излучения	310
5-7. Полевые транзистор-переключатели	315
5-8. Приборы с лавинной инжекцией в диэлектрик	326
5-9. Прочие полевые приборы	330
Заключение	342
Список литературы	344

*Виктор Федорович Корзо
Владимир Николаевич Черняев*

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ
ПЛЕНКИ В МИКРО-
ЭЛЕКТРОНИКЕ

Редактор *С. А. Кутолин*
Редактор издательства *А. А. Цитленко*
Переплет художника *В. И. Карпова*
Художественный редактор *Д. И. Чернышев*
Технический редактор *Л. А. Молодцова*
Корректор *И. А. Володяева*
ИБ № 577

Сдано в набор 22/XI 1976 г.

Подписано к печати 7/II 1977 г.

T-03450 Формат 84×108¹/₃₂

Бумага типографская № 2

Усл. печ. л. 19,32

Уч.-изд. л. 21,85

Тираж 7000 экз.

Зак. 889

Цена 1 р. 35 к.

Издательство «Энергия», Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Московская типография № 10 Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.