

С.А. Акулинин

**КОНТРОЛЬНО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ОПЕРАЦИИ
В ТЕХНОЛОГИИ ИНТЕГРИРОВАННЫХ МОДУЛЕЙ**

Учебное пособие

Воронеж 2010

ГОУВПО «Воронежский государственный технический университет»

С. А. Акулинин

КОНТРОЛЬНО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ОПЕРАЦИИ В ТЕХНОЛОГИИ
ИНТЕГРИРОВАННЫХ МОДУЛЕЙ

Утверждено Редакционно-издательским советом университета в качестве
учебного пособия

Воронеж 2010

ДК 621.

Акулинин С.А. Контрольно-измерительные операции в технологии интегрированных модулей. 2010. 84 с.

Учебное пособие содержит изложение физических принципов работы, данные характеристик и параметров приборов и оборудования, применяемого на этапе отработки технологии и серийного производства интегрированных структур (МЭС, МЭМС, МОЭМС).

Содержание учебного пособия соответствует требованиям Государственного образовательного стандарта высшего профессионального образования по направлению 210100 «Электроника», специальности 210107 «Электронное машиностроение», дисциплине «Технические устройства контроля в оборудовании электронной промышленности». Пособие может быть использовано студентами других специальностей электронного профиля.

Учебное пособие подготовлено в электронном виде и текстовом редакторе MS Word 2000 и содержится в файле Контроль_ТУК.doc 4,31 МБ.

Табл. Ил. Библиогр.: 13 назв.

Научный редактор д-р техн. наук, проф. О.Н. Чопоров

Рецензенты: кафедра физики полупроводников, микроэлектроники и наноэлектроники Воронежского государственного университета (зав кафедрой д-р ф-м., наук, проф. Е.Н. Бормонтов;
д-р ф-м наук, проф. В.А. Терехов

© Акулинин С.А., 2010

© Оформление. ГОУВПО « Воронежский государственный технический университет», 2010

ВВЕДЕНИЕ

Анализ отечественных и зарубежных публикаций по проблеме 3D интеграции, в том числе материалов конференций, проводимых Sematech, подтвердил необходимость применения различных технических средств на этапах освоения производства, при анализе отказов и т.д. Часть этих средств должна быть доступна технологу в оперативном режиме (электрические измерения, оптическая и растровая микроскопия). Более сложные методики и аналитическое оборудование могут располагаться в центрах коллективного пользования при Вузах.

Таким образом, включение в лекционный курс конкретных разделов продиктовано необходимостью для специалистов, занимающихся разработкой и производством 3D изделий, знать возможности современных контрольно-измерительных средств и эффективно их использовать.

Задачей дисциплины является получение знаний принципов работы, технических характеристик приборов и оборудования, особенностей их применения.

В результате изучения курса студент должен:

- **знать** принципы работы, характеристики и параметры современных средств анализа и контроля микроэлектронных систем (МЭС), микроэлектромеханических систем (МЭМС) и микрооптоэлектромеханических систем (МОЭМС);
- **уметь** выбирать тип контрольно-измерительных приборов и устройств для применения в проектируемом технологическом оборудовании (работа *in situ*) или для встраивания в технологическую линию (*on line*), уметь анализировать влияние контрольно-измерительных средств на качество изделий, производительность и надежность оборудования;
- **иметь навыки** измерения параметров физических структур производимых изделий с использованием современного аналитического оборудования.

1. Характеристика состояния метрологического обеспечения технологического процесса производства 3D модулей

Общая характеристика основных технологических процессов в 3D интеграции.

Анализ тенденций в развитии 3D интеграции позволил выделить несколько основных направлений:

Система в корпусе чип на чипе — Si-P (system in packaging)

Система чип на пластине

Система пластина на пластине — WLP (Wafer level packaging)

В первом случае мы имеем чисто сборочные операции и основной аспект — это входной контроль чипов, контроль качества присоединения проволочных выводов и параметрический и функциональный контроль на выходе. Эти задачи решаются методами электрических измерений и оптическими методами.

Технология пластина на пластине — это сложный процесс с использованием комплекса технологических операций:

- химико-механическая полировка;
- фотолитография
- сращивание кремниевых пластин;
- формирование отверстий в пластине;
- металлизация;
- внутренние соединения через сквозные отверстия в кремниевой пластине и присоединение внешних выводов.

Все эти операции влияют на качество изделий и должны контролироваться прежде всего техническими средствами технологического оборудования.

Однако многие параметры структур, такие как дефекты исходных пластин и структур на разных этапах технологического процесса требуют более сложных аналитических методов.

Эти проблемы существуют в технологии полупроводниковых приборов и СБИС и решаются с применением различных методов:

- современная оптическая микроскопия (конфокальные микроскопы, использующая излучение видимой и инфракрасной области спектра.
- растровая электронная микроскопия;
- просвечивающая электронная микроскопия;

Последняя особенно эффективна при анализе внутренних дефектов.

Анализ поверхностных дефектов осуществляется методами Оже спектроскопии, ЭСХА, применением сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) и атомного силового микроскопа (АСМ).

Анализ зарубежных публикаций по проблеме 3D интеграции, в том числе материалов конференций, проводимых Sematech, подтвердил необходимость применения различных технических средств на этапах освоения производства, при анализе отказов и т.д. Часть этих средств должна быть доступна технологу в оперативном режиме (электрические измерения, оптическая и растровая микроскопия). Более сложные методики и аналитическое оборудование могут располагаться в центрах коллективного пользования при Вузах. Так в техническом университете находится ведущая лаборатория электронно-микроскопических методов исследования. Такой же подход может быть реализован при изучении методик использования Оже-спектроскопии, СТМ, АСМ.

Таким образом, включение в учебное пособие конкретных разделов продиктовано необходимостью для специалистов, занимающихся разработкой и производством 3D изделий, знать возможности современных контрольно-измерительных средств и

эффективно их использовать, в том числе с привлечением специалистов и оборудования центров коллективного пользования..

Классификация средств и систем контроля в технологии микро и нанoeлектроники.

Автономные методы контроля в технологии микро и нанoeлектроники:

– зондовые методы измерения электрических параметров полупроводниковых пластин и структур;

– методы контроля параметров полупроводниковых пластин и структур, основанные на емкостной спектроскопии.

– методы контроля геометрических параметров полупроводниковых пластин и структур (конфокальные оптические микроскопы, эллипсометрия).

Физико-аналитические методы:

– контроль поверхностных загрязнений методами Оже-спектроскопии и ЭСХА. растровые Оже микроскопы.

– контроль параметров поверхности в зондовых туннельных микроскопах;

– контроль дефектов полупроводниковых подложек и структур методами акустической и оптической спектроскопии (растровые электронные микроскопы, сканирующие акустические микроскопы, сканирующие инфракрасные микроскопы);

Встраиваемые в технологическое оборудование технические средства, обеспечивающие контроль и управление параметрами технологических процессов:

– контроль температуры при проведении процессов окисления, диффузии, осаждения пленок;

– контроль потоков парогазовых смесей;

– контроль параметров плазмы.

– контроль позиционирования в установках фотолитографии;

– реализация временных диаграмм технологии.

Технические средства параметрического и функционального контроля, применяемые на выходном контроле изделий микроэлектроники и нанoeлектроники:

– технические средства параметрического контроля;

– технические средства функционального контроля.

.

2. Контроль электрофизических параметров физических структур

2.1. Методы и оборудование для измерения удельного сопротивления полупроводников

Краткие сведения из теории электропроводности полупроводников

Одним из основных электрофизических параметров вещества является его удельное сопротивление ρ (Ом·см) или обратная ему величина - удельная электрическая проводимость (Ом⁻¹·см⁻¹).

Рассмотрим для примера электронный полупроводник [1]. Плотность тока \vec{j} определяется концентрацией свободных носителей n , средней дрейфовой скоростью $\langle \vec{V} \rangle$ и зарядом e :

$$\vec{j} = e \cdot n \cdot \langle \vec{V} \rangle. \quad (2.1)$$

Средняя скорость дрейфа очень просто связана с параметром, характеризующим рассеяние носителей заряда при их движении в решётке кристалла - средним временем

свободного пробега носителей $\langle \tau \rangle$, напряжённостью электрического поля \vec{E} , зарядом и эффективной массой дырки или электрона [1]:

$$\langle \vec{V} \rangle = \frac{e \cdot \langle \tau \rangle}{m} \vec{E} = \mu \cdot \vec{E}, \quad (2.2)$$

где μ - подвижность.

Таким образом, из (1), (2) следует

$$\vec{j} = en \langle \vec{V} \rangle = en\mu \cdot \vec{E}, \quad (2.3)$$

а из закона Ома в дифференциальной форме следует, что величина $e \cdot n \cdot \mu$ имеет смысл удельной электрической проводимости:

$$\sigma = en\mu = \frac{1}{\rho}. \quad (2.4)$$

Если имеется полупроводник с обоими типами носителей заряда, то

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p). \quad (2.5)$$

Если полупроводник легирован примесными атомами какого либо одного сорта с малой энергией ионизации (например, атомами В, Р, As в Si и Ge), то приближённо можно считать, что уже при комнатной температуре вся примесь однократно ионизирована, т.е. $n \approx N$ или $p \approx N$, где N - полная концентрация легирующей примеси. И, если известно μ , то по σ или по ρ , которые можно непосредственно измерить, определяется N . Концентрация легирующей примеси является очень важным параметром полупроводникового материала.

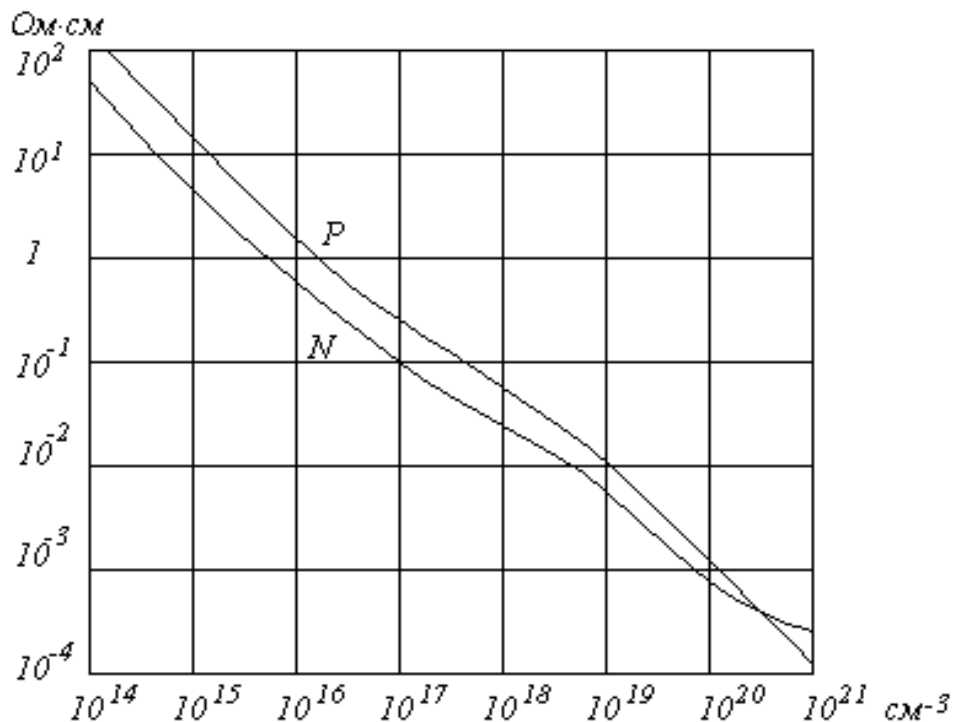


Рис.2.1.График Ирвина. Зависимость удельного сопротивления от концентрации легирующей примеси для полупроводников N и P типа проводимости.

Непосредственно для наиболее важных полупроводниковых материалов (Si, Ge, GaAs) обоих типов N удобно определять по графику Ирвина.(см.рис.2.1.)

Этот график получен экспериментально на основе многочисленных измерений при комнатной температуре подвижности носителей в полупроводниках с известной заранее концентрацией примеси. При небольших концентрациях примеси график даёт хорошее соответствие проводимости и концентрации.

Определяя N, надо иметь ввиду, что это концентрация электрически активной примеси, а не полная концентрация, так как при высоких уровнях легирования эти две концентрации могут отличаться.

Четырёхзондовый метод определения проводимости полупроводников.

Методы измерения удельного сопротивления могут быть разделены на две группы:

1. Измерения с присоединением к образцу токопроводящих или измерительных контактов.

2. Бесконтактные измерения.

В настоящем разделе рассматривается первый метод.

В большинстве случаев в месте контакта измерительного зонда с полупроводником возникает так называемая контактная разность потенциалов, которая оказывает влияние на результаты измерений. В связи с этим, величина сопротивления полупроводника, как правило, не может быть измерена при простом включении его в цепь омметра. Поэтому методика измерения удельного сопротивления должна обеспечивать либо учёт, либо компенсацию этой дополнительной разности потенциалов. Кроме этого, необходимо учитывать то обстоятельство, что на результаты измерений могут влиять размеры и форма образца.

Наиболее распространённым методом определения удельного сопротивления полупроводников (позволяющим учесть вышесказанное) является четырёхзондовый метод. Рассмотрим его применительно к полубесконечному образцу полупроводника, ограниченного плоской поверхностью. На эту поверхность, перпендикулярно к ней, помещают 4 тонких остро заточенных металлических зонда (рис. 2.2). Все четыре зонда расположены на одной прямой. Через внешние зонды 1 и 4 пропускают электрический ток от источника тока ИТ, а между зондами 2 и 3 вольтметром V измеряют разность потенциалов. Зная J_{14} и U_{23} , нетрудно найти значение удельного сопротивления. Действительно, в предположении полубесконечности образца каждый зонд создаёт вокруг себя сферическое симметричное поле. В любой точке на поверхности полусферы радиуса r плотность тока, напряжённость поля и потенциал, поэтому, будут [2]

$$j = \frac{J}{2 \cdot \pi \cdot r^2}; \quad E = j \cdot \rho; \quad \varphi = \rho \cdot j \cdot r = \frac{J \cdot \rho}{2 \pi \cdot r}. \quad (2.6)$$

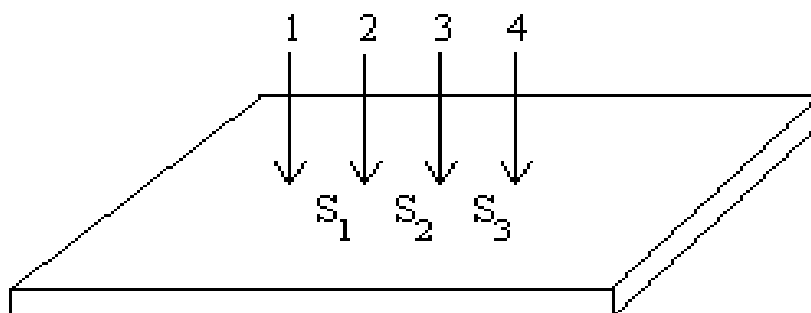


Рис.2.2 Расположение зондов на пластине

Разность потенциалов между зондами 2 и 3 должна учитывать влияние поля крайних зондов. Поэтому

$$U_{23} = \varphi_2 - \varphi_3 = \frac{J\rho}{2\pi} \left[\left(\frac{1}{S_1} - \frac{1}{S_2 + S_3} \right) - \left(\frac{1}{S_3} - \frac{1}{S_1 + S_2} \right) \right] = \frac{J\rho}{2\pi \cdot S_{\text{эк. в.}}} \quad (2.7)$$

Если

$$S_1 = S_2 = S_3 = S, \text{ то } \rho = \frac{U_{23}}{J} \cdot 2\pi \cdot S. \quad (2.8)$$

Чувствительность данного метода по напряжению $dU/d\rho$ пропорциональна току и обратно пропорциональна $S_{\text{экв.}}$. Ток через образец увеличивать нежелательно (из-за термоэлектрических эффектов при нагревании образца U_{23} может быть искажено), поэтому для увеличения чувствительности можно увеличивать S_2 , уменьшая S_1 и S_3 .

При $S_2 \gg S_1 = S_3$ чувствительность может быть повышена примерно в 2 раза.

Как уже говорилось, при измерении удельного сопротивления полупроводников основным источником ошибок являются переходные сопротивления на контактах металл-полупроводник, а также возникающая в них термоэдс. Поэтому при определении удельного сопротивления эти явления должны устраняться. Это достигается с помощью компенсационного метода. Принципиальная схема этой компенсации при измерении удельного сопротивления полупроводника четырёхзондовым методом изображена на рис.2.3.

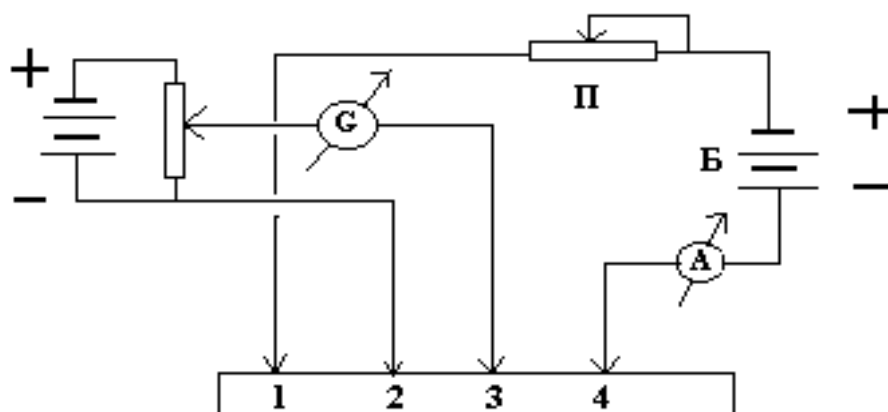


Рис.2.3. Принципиальная схема компенсационного метода.

От батареи Б с помощью контактов 1 и 4 к полупроводнику подводится ток. Разность потенциалов между зондами 2 и 3 измеряется потенциометром П.

Исключение влияния переходных сопротивлений контактов достигается следующим образом. Разность потенциалов между зондами 2 и 3 компенсируется включённым навстречу напряжением потенциометра $U_{\text{П}}$, и, если цепь сбалансирована, то есть, $U_{2,3} = U_{\text{П}}$, то ток, текущий через гальванометр Г, равен нулю. Следовательно, в момент баланса ток через измерительные зонды 2 и 3 тоже равен нулю. Так как ток отсутствует, то нет и падения напряжения на контакте зонд-полупроводник. В этом случае переходные сопротивления контактов не влияют на точность измерения удельного сопротивления.

Обычно при измерениях удельного сопротивления всегда наблюдается некоторый градиент температуры вдоль образца, который вызывает появление термоэдс ΔU на измерительных зондах. Так как величина и направление термоэдс в течение достаточно большого времени остаются постоянными, её влияние можно исключить, измеряя напряжение между зондами 2 и 3 при 2-х различных направлениях тока через образец.

Применение метода к образцам различной геометрической формы

Формула (2.8) применима лишь для однородной изотропной полубесконечной среды. Однако на практике измерения выполняются на образцах конечных размеров, причём зачастую это пластины с толщиной, сравнимой с расстоянием между зондами S или диффузионные и эпитаксиальные слои, толщина которых значительно меньше S . Это приводит к тому, что эквипотенциальные поверхности от зондов теряют сферичность. При контакте с изолирующей средой ток растекается в меньшем объёме и плотность тока в образце повышается по сравнению с расчётной. При контакте с проводящей средой линии тока “выпучиваются” в неё; плотность тока в образце понижается. В первом случае мы получаем завышенные значения ρ , во втором - заниженные.

Рассмотрим вопрос более подробно.

а) Пусть (рис. 4) расстояние между зондами S , а расстояние до границы с проводящей областью l .

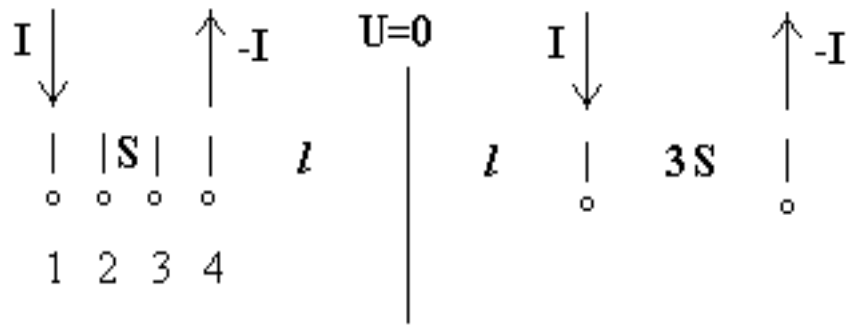


Рис.2.4. Расположение действительных и мнимых источников. Проводящая граница. Вид сверху.

Поскольку потенциал бесконечно удалённой точки образца равен нулю, а граничащая среда принимается абсолютно проводящей (то есть, на ней нет падения напряжения), то потенциал границы также равен нулю.

Задача распределения потенциала решается методом зеркальных изображений источников. Для того, чтобы потенциал границы был равен нулю, необходимо, чтобы мнимые источники создавали на границе потенциал, равный по величине потенциалу, создаваемому действительными источниками тока, но другого знака.

Этому условию можно удовлетворить, если расположить мнимые источники на том же расстоянии от границы, но взять их с другим знаком. Таким образом, распределение потенциала между зондами 2 и 3 можно рассчитать аналогично (7):

$$a_{23} = \varphi_2 - \varphi_3 = \frac{J \cdot \rho}{2 \cdot \pi} \left[\left(\frac{1}{S} - \frac{1}{2S} + \frac{1}{2S+2l} - \frac{1}{5S+2l} \right) - \left(\frac{1}{2S} - \frac{1}{S} + \frac{1}{S+2l} - \frac{1}{4S+2l} \right) \right]. \quad (2.9)$$

Удельное сопротивление при этом будет отличаться от (8):

$$\rho = 2\pi \cdot S \cdot f_1\left(\frac{l}{S}\right) \cdot \frac{U}{J}, \quad (2.10)$$

где

$$f_1 = \left[1 + \frac{1}{2+2l/S} - \frac{1}{5+2l/S} - \frac{1}{1+2l/S} + \frac{1}{4+2l/S} \right]^{-1} \quad (2.11)$$

- поправочная функция. Таким образом, приближение зондов к проводящей границе эквивалентно включению дополнительной проводимости параллельно зондам. То есть, если рассчитывать удельное сопротивление по формуле (2.8), то мы получаем заниженные значения. Поправочная функция f_1 всегда больше единицы, но при $\frac{l}{S} > 2$ отличие f_1 от 1 меньше 1%.

б) Если граница непроводящая, то граничные условия надо наложить на ток: плотность тока, перпендикулярного границе, в любой её точке равна нулю. Эта задача также решается методом изображений, только для удовлетворения граничным условиям необходимо расположить мнимые источники симметрично относительно границы с теми же знаками. Удельное сопротивление вычисляется аналогично (2.10):

$$\rho = 2\pi \cdot S \cdot f_2\left(\frac{l}{S}\right) \frac{U}{J}, \quad (2.12)$$

$f_2\left(\frac{l}{S}\right)$ - поправочная функция, значения которой для этого случая всегда меньше единицы. (При $l/S > 2$ $f_2\left(\frac{l}{S}\right)$ также отличается от единицы менее чем на 1%).

в) По тем же причинам на результатах измерений сказывается и толщина образца, и его форма. Определение ρ при этом производится по формуле

$$\rho = \frac{U}{J} W \frac{\pi}{\ln 2} \cdot F\left(\frac{W}{S}\right). \quad (2.13)$$

Таблица 1.1 - Значения множителя F при различных W/S для случая непроводящей границы

W/S	0,4	0,5	0,5555	0,6250	0,7143	0,8333
$F\left(\frac{W}{S}\right)$	0,9995	0,9974	0,9948	0,9898	0,9798	0,9600
W/S	1,0	1,1111	1,25	1,4286	1,666	2,0
$F\left(\frac{W}{S}\right)$	0,9214	0,8907	0,8490	0,7938	0,7225	0,6336

Из таблицы 1 видно, что при $W/S < 0,625$ значение $F\left(\frac{W}{S}\right)$ отличается от единицы менее чем на 1%. Но этот результат справедлив, когда зонды находятся достаточно далеко от границ образца, так что $l/S > 2$; при приближении к границам образца на результаты измерений будет влиять как тип границы (проводящая или непроводящая), так и форма образца. Толщина пластин, применяемых в микроэлектронике, как правило, много меньше 1 мм, то есть, условия применимости формулы (13) выполняются с большим запасом по отношению к W/S . Но вот формы образцов могут быть самыми разными. Поэтому необходима модификация четырёхзондового метода для измерения удельного сопротивления однородных тонких пластин произвольной формы. Этим требованиям отвечает метод Ван-дер-Пау.

2.2. Метод Ван-дер-Пау измерения удельного сопротивления тонких однородных пластин произвольной формы

Пусть зонды расположены на плоском ребре тонкой пластины, расположенной в нижней полуплоскости (рис.5).

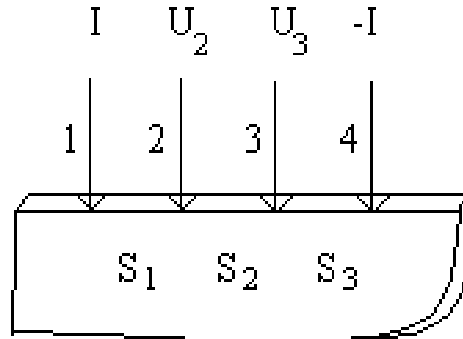


Рис.2.5. Расположение зондов на ребре пластины.

При пропускании тока через зонды 1-4 потенциалы контактов 2 и 3 находятся из двумерной картины растекания тока в пластине:

$$U_2 = \frac{J_{14} \cdot \rho}{\pi \cdot W} \ln \frac{S_2 + S_3}{S_1} ; \quad U_3 = \frac{J_{14} \cdot \rho}{\pi \cdot W} \ln \frac{S_3}{S_1 + S_2} . \quad (2.14)$$

Введём сопротивление $R_1 = (U_2 - U_3) / J_{14}$:

$$R_1 = - \frac{\rho}{\pi \cdot W} \ln \frac{S_1 S_2}{(S_1 + S_2) \cdot (S_2 + S_3)} . \quad (2.15)$$

Аналогично, пропуская ток через контакты 1-2 и измеряя разность потенциалов ($U_4 - U_3$), найдём:

$$R_2 = \frac{U_4 - U_3}{J_{12}} = - \frac{\rho}{\pi \cdot W} \ln \frac{S_2 (S_1 + S_2 + S_3)}{(S_1 + S_2) \cdot (S_2 + S_3)} . \quad (2.16)$$

Потенцируя логарифмы для R_1 и R_2 и складывая результаты, получим:

$$e^{-\frac{\pi \cdot W}{\rho} R_1} + e^{-\frac{\pi \cdot W}{\rho} R_2} = 1 . \quad (2.17)$$

Уравнение (17) в принципе уже позволяет найти ρ по измеренным значениям R_1 и R_2 как корень трансцендентного уравнения. Можно упростить решение этой задачи. Представим

$$\begin{aligned} R_1 &= \frac{1}{2}(R_1 + R_2) + \frac{1}{2}(R_1 - R_2) ; \\ R_2 &= \frac{1}{2}(R_1 + R_2) - \frac{1}{2}(R_1 - R_2) \end{aligned} \quad (2.18)$$

и подставим их в (17):

$$\exp(-\pi \cdot W \frac{R_1+R_2}{2\rho}) \operatorname{ch}(\pi \cdot W \frac{R_1-R_2}{2\rho}) = \frac{1}{2}. \quad (2.19)$$

Так как R_1 и $R_2 \sim \rho$, то можно предположить, что

$$\pi \cdot W \frac{R_1+R_2}{2\rho} = \frac{\ln 2}{f(R_1, R_2)}, \quad (2.20)$$

где $f(R_1, R_2)$ - функция, зависящая от R_1 и R_2 . Подставив это выражение в (19), найдём:

$$\exp(-\frac{\ln 2}{f}) \operatorname{ch}\left[\frac{R_1/R_2 - 1}{R_1/R_2 + 1} \cdot \frac{\ln 2}{f}\right] = \frac{1}{2}. \quad (2.21)$$

Из (21) видно, что функция f , являющаяся корнем уравнения (21), действительно зависит только от отношения R_1/R_2 . График $f(R_1/R_2)$ представлен на рис. 2.6

Таким образом, зная $f(R_1/R_2)$, найдём ρ из (2.22):

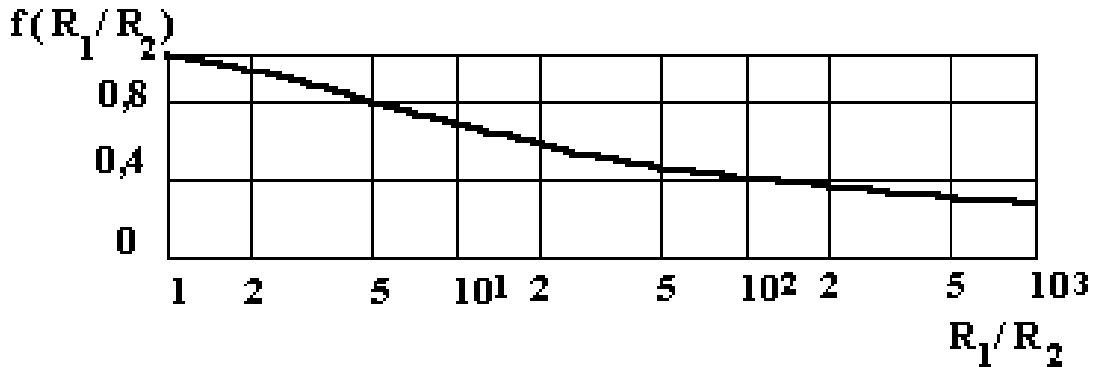


Рис. 2.6. График поправочной функции $f(R_1/R_2)$.

$$\rho = \frac{\pi \cdot W}{\ln 2} \frac{R_1+R_2}{2} f\left(\frac{R_1}{R_2}\right). \quad (2.22)$$

Если отношение $|R_1/R_2 - 1| < 0,1$, то $|1-f| < 0,001$.

Согласно теории конформных преобразований можно показать, что соотношения (2.19), (2.22) справедливы и для образца любой формы. Но при увеличении площади контактов возникает дополнительная ошибка в измерении ρ . Для устранения ошибки, связанной с величиной и формой контактов, применяют образцы специальной формы (рис. 2.7).

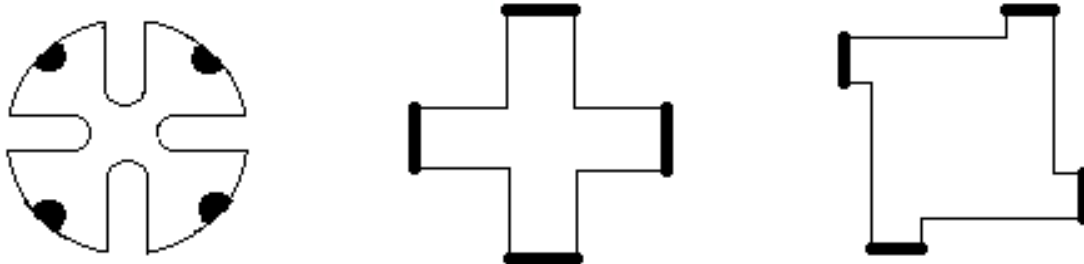
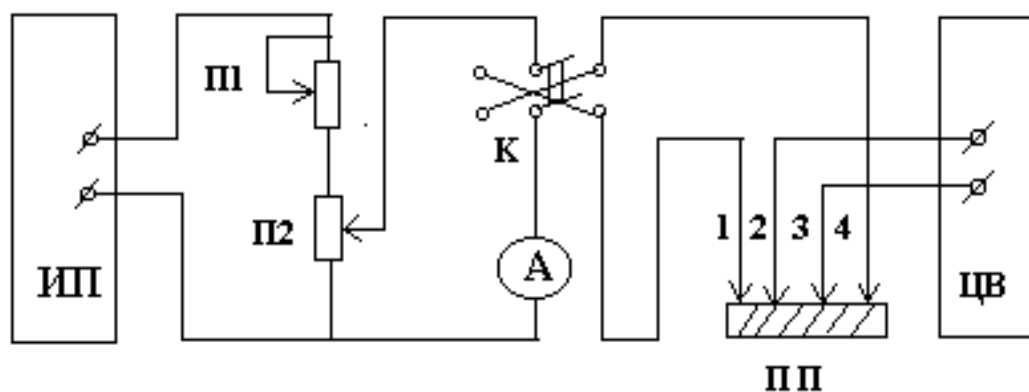


Рис.2.7. Геометрические формы образцов для измерения дельного сопротивления методом Ван-дер-Пау. (места контактов зачернены).

Описание экспериментальной установки.

Электрическая схема установки представлена на рис.2.8.

На рис. 2.8 представлены следующие элементы.



- ПП – пластина полупроводника,
- К – ключ-коммутатор, позволяющий менять направление тока через зонды 1-4,
- П₁, П₂ – потенциометры установки тока “Трубо: и “Точно”,
- ИП – стабилизированный источник питания (например, П-36-1 или УИП-2,
- μА – микроамперметр,

Контрольные вопросы к разделу 2.1 и 2.2

1. Объясните зависимость проводимости полупроводников от температуры и концентрации примесей. Что такое подвижность свободных носителей заряда?
2. Принцип четырёхзондового метода измерения проводимости полупроводников. Вывести формулу для расчета удельного сопротивления полупроводника по результатам измерений.
3. Влияние проводящей границы на измерения удельного сопротивления.
4. Влияние непроводящей границы на измерения удельного сопротивления.
5. Порядок и особенности проведения измерений на стенде.
6. Погрешности измерений удельного сопротивления, локальность метода.

2.3. Методы и оборудование для измерения концентрации и профиля распределения примесей емкостным методом.

Метод основан на измерении ВФХ барьера Шоттки. Рассмотрим контакт металл - полупроводник. В случае контакта возможны различные комбинации (р- и n-типы полупроводника) и соотношения термодинамических работ выхода из металла и полупроводника. В зависимости от этих соотношений в области контакта могут реализоваться три состояния. Первое состояние соответствует условию плоских зон в полупроводнике, в этом случае реализуется нейтральный контакт. Второе состояние соответствует условию обогащения приповерхностной области полупроводника (дырками в р-типе и электронами в n-типе), в этом случае реализуется омический контакт. И, наконец, в третьем состоянии приповерхностная область полупроводника обеднена основными носителями, в этом случае в области контакта со стороны полупроводника формируется область пространственного заряда ионизированных доноров или акцепторов и реализуется блокирующий контакт, или барьер Шоттки [15, 16].

В полупроводниковых приборах наибольшее применение получили блокирующие контакты металл - полупроводник или барьеры Шоттки. Рассмотрим условие возникновения барьера Шоттки. Ранее было показано, что ток термоэлектронной эмиссии с поверхности любого твердого тела определяется уравнением Ричардсона:

$$j_T = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right) \quad (2.23)$$

Для контакта металл - полупроводник n-типа выберем условие, чтобы термодинамическая работа выхода из полупроводника $\Phi_{п/п}$ была меньше чем термодинамическая работа выхода из металла Φ_{Me} . В этом случае согласно уравнению (2.29) ток термоэлектронной эмиссии с поверхности полупроводника $j_{п/п}$ будет больше, чем ток термоэлектронной эмиссии с поверхности металла:

$$\Phi_{Me} > \Phi_{п/п}; \quad j_{Me} < j_{п/п}.$$

При контакте таких материалов в начальный момент времени ток из полупроводника в металл будет превышать обратный ток из металла в полупроводник и в приповерхностных областях полупроводника и металла будут накапливаться объемные заряды - отрицательные в металле и положительные в полупроводнике. В области контакта возникнет электрическое поле, в результате чего произойдет изгиб энергетических зон. Вследствие эффекта поля термодинамическая работа выхода на поверхности полупроводника возрастет. Этот процесс будет проходить до тех пор, пока в области контакта не выровняются токи термоэлектронной эмиссии и соответственно значения термодинамических работ выхода на поверхности.

На рисунке 2.4 показаны зонные диаграммы различных этапов формирования контакта металл - полупроводник. В условиях равновесия в области контакта токи термоэлектронной эмиссии выровнялись, вследствие эффекта поля возник потенциальный барьер, высота которого равна разности термодинамических работ выхода: $\phi_k = \Phi_{Me} - \Phi_{п/п}$.

Для контакта металл - полупроводник р-типа выберем условие, чтобы термодинамическая работа выхода из полупроводника $\Phi_{п/п}$ была больше, чем термодинамическая работа выхода из металла Φ_{Me} . В этом случае ток термоэлектронной эмиссии с поверхности полупроводника $j_{п/п}$ будет меньше, чем ток термоэлектронной эмиссии с поверхности металла согласно уравнению (2.29).

При контакте таких материалов в начальный момент времени ток из металла в полупроводник р-типа будет превышать обратный ток из полупроводника в металл, и в приповерхностных областях полупроводника и металла будут накапливаться объемные заряды - положительные в металле и отрицательные в полупроводнике.

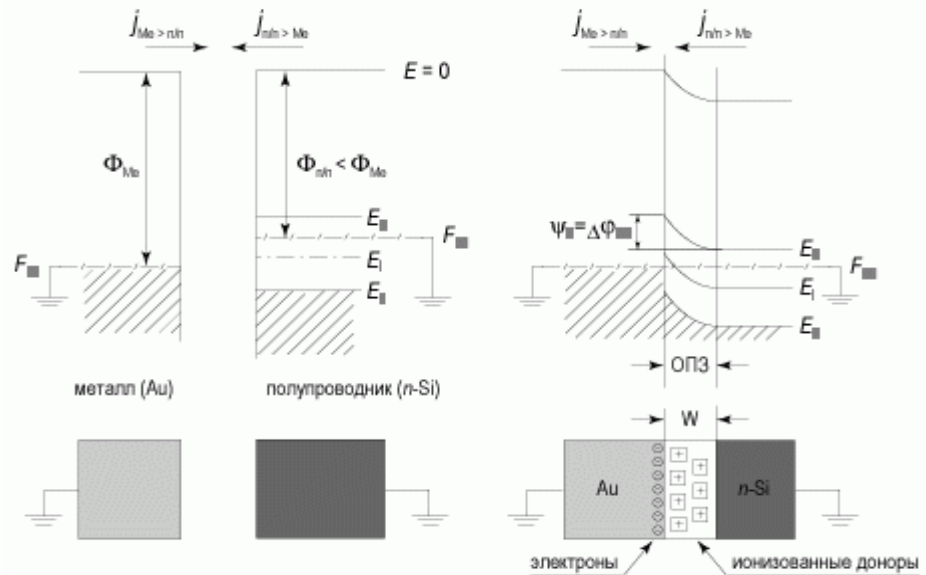


Рис. 2.9. Зонная диаграмма, иллюстрирующая образование барьера Шоттки

В дальнейшем картина перехода к равновесному состоянию и формирования потенциального барьера для контакта металл - полупроводник р-типа аналогична рассмотренной выше для контакта металл - полупроводник n-типа.

Зонная диаграмма барьера Шоттки при внешнем напряжении.

Рассмотрим как меняется зонная диаграмма контакта металл - полупроводник при приложении внешнего напряжения V_G , знак которого соответствует знаку напряжения на металлическом электроде. Величина внешнего напряжения при положительном знаке $V_G > 0$ не должна быть больше контактной разности потенциалов $\Delta\phi_{ms}$, при отрицательном напряжении $V_G < 0$ она ограничивается только электрическим пробоем структуры. На рисунке 2.10 приведены соответствующие зонные диаграммы при положительном и отрицательном напряжениях на металлическом электроде барьеров Шоттки. Из приведенного рисунка видно, что роль внешнего напряжения в барьере Шоттки сводится только к регулированию высоты потенциального барьера и величины электрического поля в ОПЗ полупроводника.

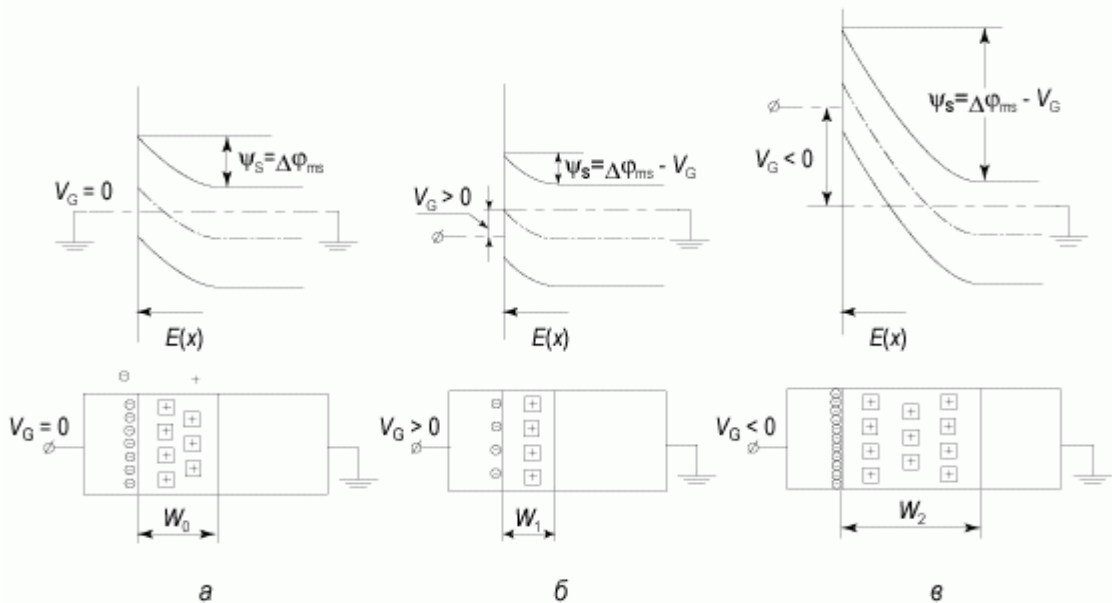


Рис. 2.10. Зонная диаграмма барьера Шоттки при различных напряжениях на затворе: а) $V_G = 0$; б) $V_G > 0$, прямое смещение; в) $V_G < 0$, обратное смещение

Распределение электрического поля и потенциала в барьере Шоттки

Рассмотрим более детально, как меняются электрическое поле и потенциал в области пространственного заряда контакта металл - полупроводник в виде барьера Шоттки. Для определенности будем рассматривать полупроводник n-типа. За знак приложенного напряжения будем считать знак напряжения приложенного к металлическому электроду, полупроводниковый электрод считаем заземленным.

Вне зависимости от полярности напряжение для барьерных структур все внешнее напряжение будет приложено к области пространственного заряда, поскольку в этой области концентрация свободных носителей существенно меньше, чем в других областях барьера Шоттки.

Связь электрического поля и потенциала для любых материалов с пространственно распределенным объемным зарядом описывается уравнением Пуассона. В одномерном приближении это уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = - \frac{\rho(x)}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \quad (2.24)$$

где $\psi(x)$ - зависимость потенциала от координаты, $\rho(x)$ - плотность объемного заряда, ε_s - диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 - диэлектрическая постоянная.

Заряд в области пространственного заряда барьера Шоттки для полупроводника n-типа обусловлен зарядом ионизованных доноров с плотностью N_D^+ . Поэтому

$$\rho(x) = qN_D^+ \quad (2.25)$$

При интегрировании уравнения Пуассона учтем, что величина электрического поля $E(x) = -\nabla\phi$

$$\frac{d}{dx} \frac{d\psi}{dx} = - \frac{\rho(x)}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \quad (2.26)$$

или

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{qN_D^+}{\varepsilon_s \varepsilon_0}; \quad (2.27)$$

Проведем интегрирование уравнения (2.27). Выберем константу интегрирования из расчета, что при $x = W$ электрическое поле E равно нулю.

$$E(x) = \frac{qN_D^+}{\varepsilon_s \varepsilon_0} (W - x); \quad (2.28)$$

Из соотношения (2.28) следует, что электрическое поле E максимально на границе металл-полупроводник ($x = 0$), линейно спадает по области пространственного заряда и равно нулю на границе ОПЗ - квазинейтральный объем полупроводника ($x = W$).

Для нахождения распределения потенциала (а следовательно и зависимости потенциальной энергии от координаты) проинтегрируем еще раз уравнение (2.28) при следующих граничных условиях: $x = W$, $\psi(W) = 0$. Получаем

$$\psi(x) = qN_D^+ \frac{(W - x)^2}{2\varepsilon_s \varepsilon_0}; \quad (2.29)$$

Максимальное значение потенциала реализуется при $x=0$ и составляет значение

$$\psi_{\max} = \psi_s - V_G = \Delta\varphi_{ms} - V_G, \text{ при } \Delta\varphi_{ms} = \Phi_{Me} - \Phi_{пл}. \quad (2.30)$$

В этом случае можно рассчитать значение ширины обедненной области W , подставляя соотношение (2.30) в (2.29):

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 (\Delta\varphi_{ms} - V_G)}{qN_D^+}} \quad (2.31)$$

Соотношение (2.31) является очень важным уравнением для барьерных структур. В дальнейшем будет показано, что это уравнение является универсальным и описывает зависимость ширины обедненной области W от приложенного напряжения V_G и легирующей концентрации N_D для большинства барьерных структур. На рисунке 2.6 приведена диаграмма, иллюстрирующая распределение электрического поля и потенциала в барьере Шоттки при обратном смещении, рассчитанных на основании соотношений (2.28) и (2.29).

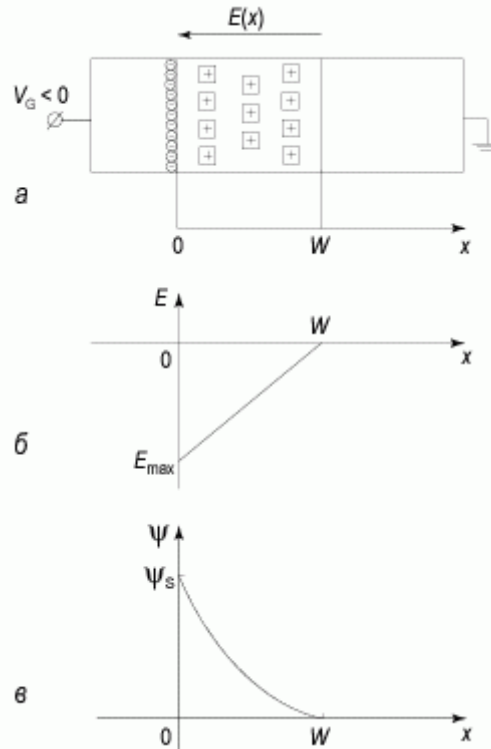


Рис. 2.11. Диаграмма, иллюстрирующая распределение электрического поля и потенциала в барьере Шоттки:

- а) структура барьера Шоттки при обратном смещении;
- б) распределение электрического поля в ОПЗ;
- в) распределение потенциала в ОПЗ

Вольт-амперная характеристика барьера Шоттки

Для рассмотрения вольт-амперной характеристики (ВАХ) барьера Шоттки воспользуемся диодным приближением.

$$E_c = \frac{mv_{x\min}^2}{2}$$

Вместо критерия для барьера Шоттки воспользуемся для перехода электронов из полупроводника в металл выражением:

$$\frac{mv_{x\min}^2}{2} = q(\Delta\phi_s - V_G) \quad (2.32)$$

Подставляя это выражение в (2.5) и (2.7), получаем:

$$j_{n/n \rightarrow M} = \frac{4\pi m^* k^2 T^2}{h^3} e^{\frac{E_c - F}{kT}} e^{-\frac{q(\Delta\phi_s - V_G)}{kT}} = \frac{1}{4} q n_s v_0 e^{\beta V_G} \quad (2.33)$$

$$v_0 = \left(\frac{8kT}{\pi m^*} \right)^{1/2}$$

где v_0 - тепловая скорость электронов, равная

n_s - поверхностная концентрация в полупроводнике на границе с металлом

$$n_s = n_s e^{-\beta \Delta\phi_{\text{max}}}$$

n_0 - равновесная концентрация основных носителей в полупроводнике, равная

$$n_0 = \left(\frac{2m^*kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} e^{\frac{E_c - F}{kT}}$$

В условиях равновесия $V_G = 0$ ток из полупроводника в металл $j_{п/п \rightarrow м}$ уравнивается током из металла в полупроводник $j_{м \rightarrow п/п} = (1/4)qn_s v_0$. При приложении напряжения этот баланс нарушается и общий ток будет равен сумме этих токов. Следовательно, вольт-амперная характеристика барьера Шоттки будет иметь вид:

$$J = J_{п/п \rightarrow м} - J_{м \rightarrow п/п} = \frac{1}{4}qn_s v_0 (e^{eV_G} - 1); \quad (2.34)$$

В более компактной форме ВАХ записывается в виде:

$$J = J_0 (e^{eV_G} - 1); \quad J_0 = \frac{1}{4}qn_s v_0. \quad (2.35)$$

На рисунке 2.7 приведена вольт-амперная характеристика барьера Шоттки.

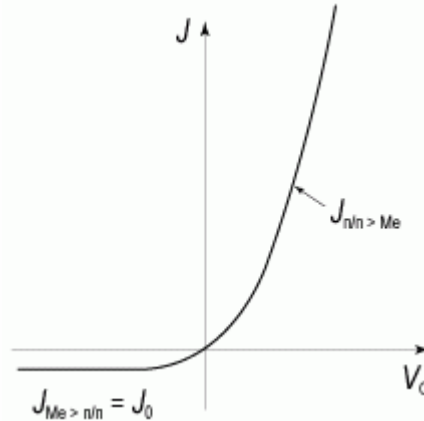


Рис. 2.7. Вольт-амперная характеристика барьера Шоттки

Вольт-амперная характеристика барьера Шоттки имеет ярко выраженный несимметричный вид. В области прямых смещений ток экспоненциально сильно растёт с ростом приложенного напряжения. В области обратных смещений ток от напряжения не зависит. В обоих случаях, при прямом и обратном смещении, ток в барьере Шоттки обусловлен основными носителями - электронами. По этой причине диоды на основе барьера Шоттки являются быстродействующими приборами, поскольку в них отсутствуют рекомбинационные и диффузионные процессы. Несимметричность вольт-амперной характеристики барьера Шоттки - типичная для барьерных структур. Зависимость тока от напряжения в таких структурах обусловлена изменением числа носителей, принимающих участие в процессах переноса заряда. Роль внешнего напряжения заключается в изменении числа электронов, переходящих из одной части барьерной структуры в другую.

Вольт - емкостная характеристика барьера Шоттки.

В приближении резкой границы обедненного слоя, т.е. $\rho = qN_D$ при $x < W$ и $\rho = 0, dV/dx = 0$ при $x > W$ для ширины барьера W на контакте металл — полупроводник получаем

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_D}} (V_{bi} - V - kT/q); \quad (2.36)$$

Величина пространственного заряда на единицу площади поверхности и соответствующая удельная емкость обедненного слоя C определяются формулами:

$$Q_{sc} = qN_D W = \sqrt{2q\varepsilon_s} N_D (V_{bi} - V - kT/q); \quad (2.37)$$

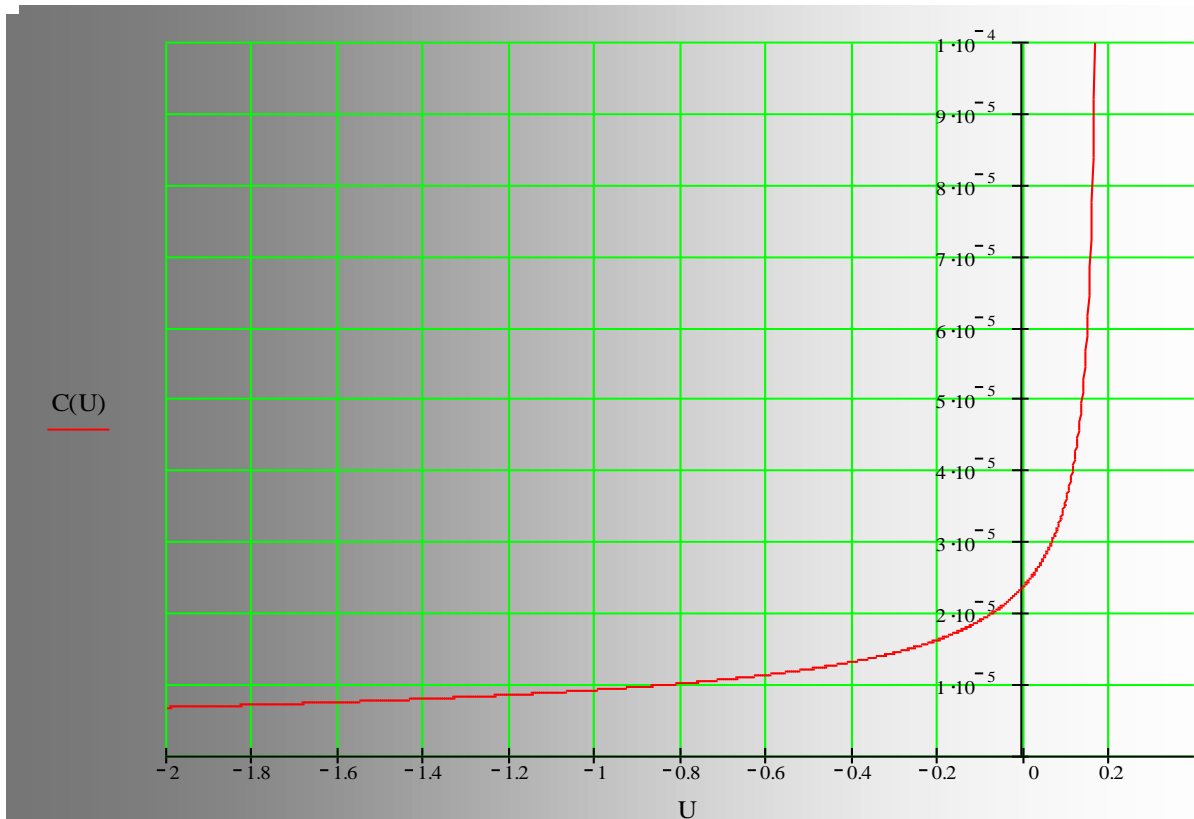


Рис. 2.8 Вольт-емкостная характеристика барьера Шоттки

$$C = \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_D}{2(V_{bi} - V - kT/q)}} = \frac{\epsilon_s}{W} [\Phi / \text{см}^2]; \quad (2.38)$$

График зависимости емкости C от напряжения V представлен на рис. 2.8

Уравнение (2.38) можно переписать в следующем виде:

$$1/C^2 = \frac{2(V_{bi} - V - kT/q)}{q\epsilon_s N_D} \quad (2.39)$$

Или
$$-\frac{d(1/C^2)}{dV} = \frac{2}{q\epsilon_s N_D} \quad (2.40)$$

$$N_D = \frac{2}{q\epsilon_s} \left[-\frac{1}{d(1/C^2)/dV} \right]; \quad (2.41)$$

Если концентрация N_D постоянна во всей области обедненного слоя, то на графике зависимости $1/C^2$ от V мы получим прямую линию. Если концентрация N_D не постоянна, то, измеряя дифференциальную емкость, можно с помощью уравнения (2.41) определить профиль легирования.

В настоящее время емкостные методы получили дальнейшее развитие в следующих направлениях:

- емкостная спектроскопия глубоких уровней;
- сканирующая емкостная микроскопия;
- емкостная спектроскопия наноструктур.

2.4. Контроль технологического процесса с использованием тестовых МДП структур

2.4.1. Устройство МДП-структур и их энергетическая диаграмма

Широкий интерес к изучению физических свойств структур металл - диэлектрик - полупроводник, или сокращенно МДП-структур, обусловлен появлению планарной технологии и развитию нового класса полупроводниковых приборов, работающих на основе эффекта поля, таких как приборы с зарядовой связью, полевые транзисторы с изолированным затвором, репрограммируемые элементы памяти с плавающим затвором и т.п. МДП-структуры позволяют анализировать основные процессы, протекающие в такого рода приборах, и являются чрезвычайно удобными объектами исследования. Устройство МДП-структуры следует из ее названия.

МДП-структура представляет собой монокристаллическую пластину полупроводника, называемую подложкой, закрытую с планарной стороны диэлектриком. Металлический электрод, нанесенный на диэлектрик, носит название затвора, а сам диэлектрик называется подзатворным. На обратную непланарную сторону полупроводниковой пластины наносится металлический электрод, называющийся омическим контактом. Довольно часто в качестве диэлектрика в МДП-структурах используют окислы, поэтому вместо МДП употребляется название МОП-структура [14, 11, 13]. Итак, МДП-структура, приведенная на рисунке 3.10, состоит из затвора, подзатворного диэлектрика, полупроводниковой подложки и омического контакта.

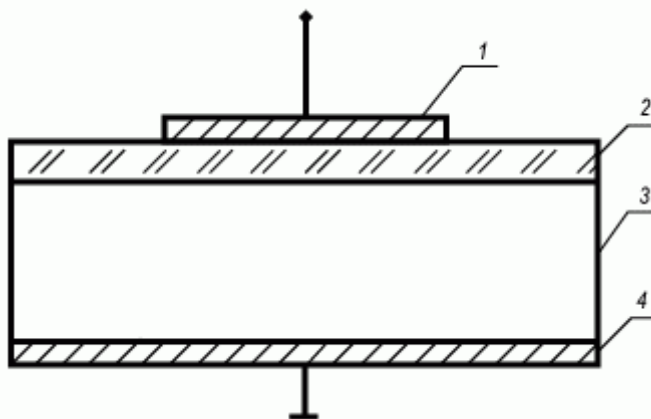


Рис. 2.9. Устройство МДП структуры

1 - затвор, 2 - подзатворный диэлектрик, 3 - полупроводниковая подложка, 4 - омический контакт

Рассмотрим зонную энергетическую диаграмму МДП-структуры при равновесных условиях. Согласно правилу построения зонных диаграмм необходимо, чтобы в системе при отсутствии приложенного напряжения:

а) уровень вакуума был непрерывен;

- б) электронное сродство диэлектрика и полупроводника в каждой точке было постоянно;
- в) уровень Ферми был одинаков.

На рисунке 3.11а приведена построенная таким образом зонная диаграмма для идеальной МДП-структуры. Под идеальной МДП-структурой будем понимать такую систему металл - диэлектрик - полупроводник, когда:

- отсутствуют поверхностные состояния на границе раздела полупроводник - диэлектрик,
- термодинамические работы выхода металла затвора и полупроводника подложки равны между собой,
- отсутствуют заряженные центры в объеме подзатворного диэлектрика,
- сопротивление подзатворного диэлектрика бесконечно велико, так что сквозной ток через него отсутствует при любых напряжениях на затворе.

На рисунке 3.11б, в приведены зонные диаграммы идеальных МДП-структур при различных полярностях приложенного напряжения V_G к затвору.

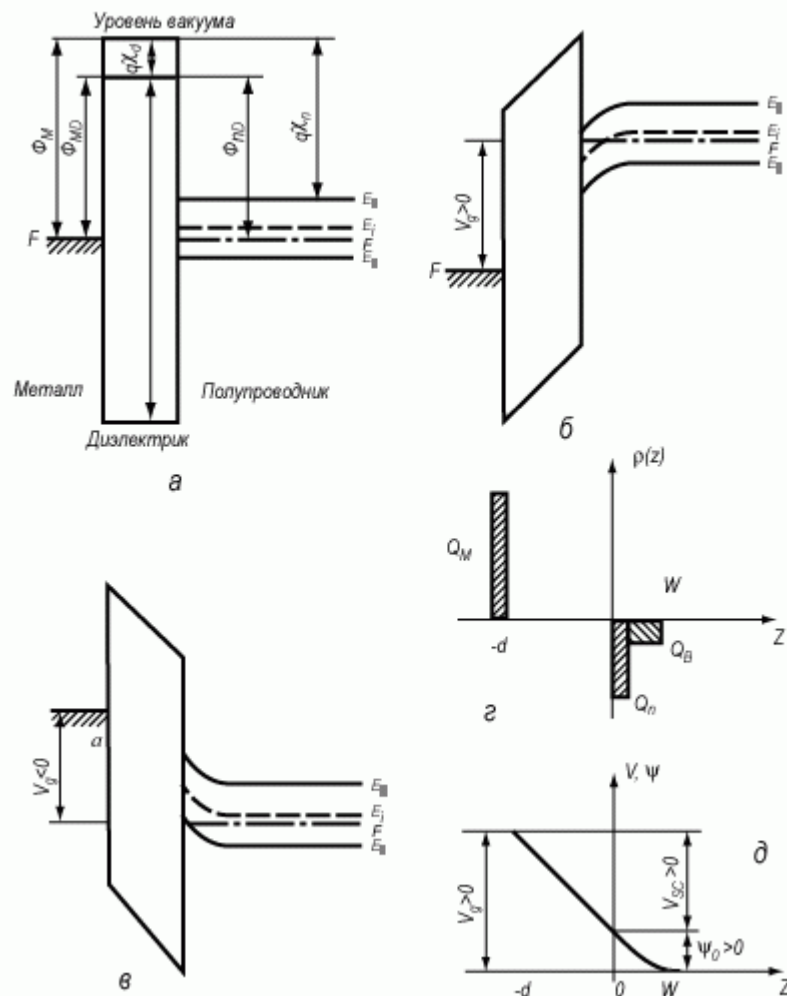


Рис. 2.10. Зонная диаграмма идеальной МДП-структуры с полупроводником р-типа:
 а) $V_G = 0$; б) $V_G > 0$; в) $V_G < 0$; г) распределение зарядов в МДП-структуре при $V_G > 0$; д) распределение приложенного напряжения V_G между диэлектриком и полупроводником

2.4.2. Уравнение электронейтральности

Рассмотрим более подробно связь между напряжением на затворе V_G МДП-структуры и поверхностным потенциалом ψ_s . Все приложенное напряжение V_G к МДП-

структуре делится между диэлектриком и полупроводником, причем очевидно, что падение напряжения в полупроводнике равняется поверхностному потенциалу ψ_s .

Таким образом,

$$V_G = V_{ox} + \psi_s. \quad (2.42)$$

Из (2.42) и анализа зонных энергетических диаграмм на рисунке 2.10 следует, что знак поверхностного потенциала ψ_s , выбранный нами ранее *a priori*, в действительности соответствует знаку напряжения на затворе V_G . Действительно, положительное напряжение на затворе идеальной МДП-структуры вызывает изгиб зон вниз у полупроводников n- и p-типа, что соответствует положительным значениям поверхностного потенциала. Отрицательное напряжение V_G вызывает изгиб зон вверх у поверхности полупроводника, что соответствует отрицательному значению поверхностного потенциала ψ_s .

Из условия электронейтральности следует, что заряд на металлическом электроде Q_M должен быть равен суммарному заряду в ОПЗ Q_{sc} , заряду поверхностных состояний на границе раздела полупроводник-диэлектрик Q_{ss} и встроенному заряду в диэлектрик вблизи границы раздела Q_{ox} .

Тогда

$$-Q_M = Q_{sc} + Q_{ss} + Q_{ox}. \quad (2.43)$$

Согласно определению геометрической емкости диэлектрика C_{ox} ,

$$C_{ox} = \frac{Q_M}{V_{ox}}, \quad (2.44)$$

отсюда

$$V_{ox} = \frac{Q_M}{C_{ox}} = -\frac{Q_{sc}}{C_{ox}} - \frac{Q_{ss}}{C_{ox}} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}}. \quad (2.45)$$

Учитывая, что между металлом и полупроводником существует разность термодинамических работ выхода $\Delta\varphi_{ms}$, получаем:

$$V_G = \Delta\varphi_{ms} + \psi_s - \frac{Q_{sc}}{C_{ox}} - \frac{Q_{ss}}{C_{ox}} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}}. \quad (2.46)$$

Из соотношения (2.45) следует, что если $V_G > 0$, то $\psi_s > 0$, величины $Q_{sc} < 0$, $Q_{ss} < 0$, т.е. падение напряжения на диэлектрике $V_{ox} > 0$. Аналогично будет соотношение знаков и при $V_G < 0$. Поскольку нами было показано ранее, что

$$Q_{ss} = -qN_{ss}(\psi_s - \varphi_0), \quad (2.47)$$

подставив (2.47) в (2.46), имеем:

$$V_G = \Delta\varphi_{ms} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} + \frac{qN_{ss}}{C_{ox}}\varphi_0 + \psi_s - \frac{Q_{sc}}{C_{ox}} + \frac{qN_{ss}}{C_{ox}}\psi_s. \quad (2.48)$$

Введем новое обозначение - напряжение плоских зон V_{FB} (Flat Band). Напряжением плоских зон V_{FB} называется напряжение на затворе реальной МДП-структуры, соответствующее значению поверхностного потенциала в полупроводнике, равному нулю:

$$V_{FB} \equiv V_G(\psi_s = 0). \quad (2.49)$$

С учетом определения (3.82) из (3.81) следует:

$$V_{FB} = \Delta\varphi_{ms} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} + \frac{qN_{ss}}{C_{ox}}\varphi_0. \quad (2.50)$$

Таким образом, связь между напряжением на затворе V_G и поверхностным потенциалом ψ_s с учетом (2.50) задается в виде:

$$V_G = V_{FB} + \psi_s + \frac{qN_{ss}}{C_{ок}} \psi_s - \frac{Q_{sc}}{C_{ок}}. \quad (2.51)$$

Проведем более подробный анализ (2.51) для различных областей изменения поверхностного потенциала.

Обогащение ($\psi_s < 0$)

Выражение для заряда в ОПЗ Q_{sc} описывается соотношением (2.19). Подставляя (2.19) в (2.42), получаем:

$$V_G - V_{FB} = \psi_s \left(1 + \frac{qN_{ss}}{C_{ок}} \right) - \frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{qL_D C_{ок}} e^{-\frac{\beta\psi_s}{2}}. \quad (2.52)$$

Для больших значений ψ_s ($|\beta\psi_s| > 1$), когда $Q_{sc} \gg Q_{ss}$, из соотношения (2.52) следует:

$$V_G - V_{FB} \approx -\frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{C_{ок} qL_D} e^{-\frac{\beta\psi_s}{2}}. \quad (2.53)$$

Отсюда

$$\psi_s = \frac{-2kT}{q} \ln \left[(V_G - V_{FB}) \frac{qL_D C_{ок}}{\varepsilon_s \varepsilon_0 kT} \right],$$

$$Q_{sc} = Q_p \approx -C_{ок} (V_G - V_{FB}). \quad (2.54)$$

Из (2.53) и (2.54) следует, что при обогащении поверхности дырками, как основными носителями, поверхностный потенциал ψ_s зависит от напряжения на затворе V_G логарифмически, а заряд Q_{sc} в ОПЗ зависит от напряжения на затворе V_G линейно.

Обеднение и слабая инверсия ($0 < \psi_s < 2\varphi_0$)

Заряд в ОПЗ Q_{sc} в этом случае в основном обусловлен ионизованными акцепторами Q_B и выражается соотношением (3.20).

Разложим выражение для Q_B в ряд вблизи $\psi_s = \varphi_0$:

$$Q_B = Q_{B(\psi_s = \varphi_0)} + \frac{\partial Q_B}{\partial \psi_s} (\psi_s - \varphi_0) = Q_B^* + C_B^* (\psi_s - \varphi_0),$$

здесь Q_B^* , C_B^* - величина заряда и емкости ионизованных акцепторов в ОПЗ при $\psi_s = \varphi_0$.

Подставив выражение для Q_B в (2.51) и учтя выражение для C_B^* (3.57), получаем:

$$V_G - V_{FB} = n \psi_s, \quad (2.55)$$

где

$$n = 1 + \frac{qN_{ss}}{C_{ок}} + \frac{C_B^*}{C_{ок}}. \quad (2.56)$$

Из соотношения (2.55) следует, что в области обеднения и слабой инверсии поверхностный потенциал ψ_s зависит от напряжения V_G линейно, причем тангенс угла

$$\text{tg}(\alpha) = \frac{dV_G}{d\psi_s} = n$$

наклона определяется плотностью поверхностных состояний N_{ss} , толщиной подзатворного диэлектрика $d_{ок}$ и уровнем легирования полупроводниковой подложки N_A .

Сильная инверсия ($\psi_s > 2\varphi_0$)

Заряд в ОПЗ Q_{sc} отрицателен, состоит из заряда ионизованных акцепторов Q_B и электронов Q_n в инверсионном слое. Учитывая выражение (3.22) для Q_n , имеем:

$$V_G = \Delta\varphi_{ms} - \frac{Q_{ок}}{C_{ок}} - \frac{qN_{ss}}{C_{ок}} \varphi_0 - \frac{Q_B}{C_{ок}} + 2\varphi_0 - \Delta\psi_s + \frac{qN_{ss}}{C_{ок}} \Delta\psi_s + \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{qL_D C_{ок}} e^{-\frac{\beta\psi_s}{2}}, \quad (2.57)$$

где величина $\Delta\psi_s = \psi_s - 2\varphi_0$.

Введем пороговое напряжение V_T как напряжение на затворе V_G , когда в равновесных условиях поверхностный потенциал ψ_s равен пороговому значению $2\varphi_0$.

$$V_T \equiv V_{G(\psi_s=2\varphi_0)}. \quad (2.58)$$

Из (2.57) и (2.58) следует, что

$$V_T = \Delta\varphi_{ms} + 2\varphi_0 - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} + \frac{qN_{ss}}{C_{ox}} 2\varphi_0 - \frac{Q_B}{C_{ox}}, \quad (2.59)$$

или с учетом определения V_{FB}

$$V_T = V_{FB} + 2\varphi_0 - \frac{Q_B}{C_{ox}} + \frac{qN_{ss}}{C_{ox}} 2\varphi_0. \quad (2.60)$$

Из (2.60) следует, что если отсчитывать пороговое напряжение V_T от напряжения плоских зон V_{FB} , то оно будет состоять из падения напряжения в полупроводнике $2\varphi_0$ и падения напряжения на подзатворном диэлектрике за счет заряда ионизованных акцепторов и заряда в поверхностных состояниях. Для достаточно высоких значений ψ_s , когда $\beta\Delta\psi_s > 1$, имеем:

$$V_G - V_T \approx \frac{\epsilon_s \epsilon_0 kT}{C_{ox} q L_D} e^{\frac{\beta\Delta\psi_s}{2}}. \quad (2.61)$$

Отсюда

$$\psi_s = 2\varphi_0 = \frac{2kT}{q} \ln(V_G - V_T) \frac{qL_D C_{ox}}{\epsilon_s \epsilon_0 kT}, \quad (2.62)$$

$$Q_{sc} \approx Q_n \approx -C_{ox}(V_G - V_T). \quad (2.63)$$

Из (2.62) и (2.63) следует, что в области сильной инверсии, так же как и в области обогащения, поверхностный потенциал логарифмически зависит от напряжения на затворе V_G , а заряд электронов в инверсионном слое Q_n линейно зависит от величины V_G .

На рисунке 2.15 приведена зависимость поверхностного потенциала ψ_s от напряжения на затворе V_G , рассчитанная для различных толщин подзатворного диэлектрика d_{ox} .

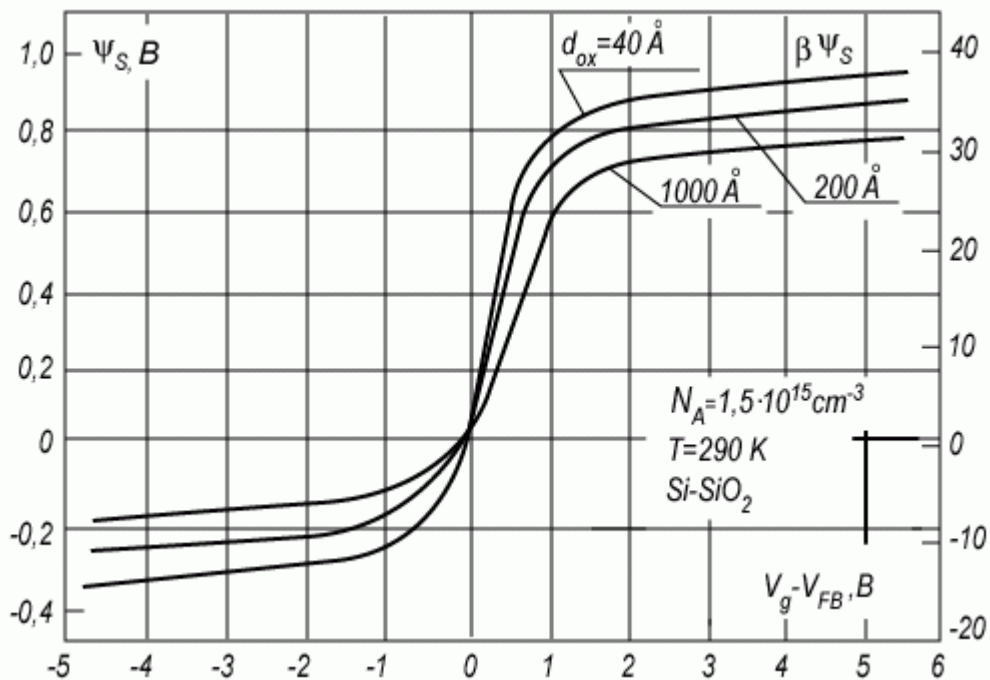


Рис.2.15. Зависимость поверхностного потенциала ψ_s от напряжения на затворе V_G , рассчитанная из уравнения (3.84) для кремниевой МДП-структуры с различной толщиной подзатворного диэлектрика

Емкость МДП-структур

Одним из наиболее распространенных методов изучения свойств структур металл - диэлектрик - полупроводник является метод, основанный на анализе зависимости емкости МДП-структуры $C_{МДП}$ от напряжения на затворе V_G , так называемый метод вольт-фарадных характеристик (ВФХ) или C-V метод. Для использования этого метода рассмотрим подробно теорию емкости МДП-структур. В дальнейшем величину удельной емкости МДП-структуры будем просто обозначать меткой C без индексов. Согласно определению емкости,

$$C \equiv \frac{\partial Q_M}{\partial V_G}. \quad (2.64)$$

Используя выражения для заряда на затворе Q_M из (2.44) и для падения напряжения на диэлектрике $V_{ок}$ из (2.42), получаем:

$$C = C_{ок} \left(1 - \frac{d\psi_s}{dV_G} \right). \quad (2.65)$$

Таким образом, зависимость C МДП-структуры от напряжения будет определяться полученной нами ранее зависимостью $\psi_s(V_G)$, приведенной на рисунке 3.12. Сразу же можно из анализа (2.53) и (2.65) сказать, что в области сильной инверсии и обогащения емкость C будет слабо зависеть от величины V_G , выходя на насыщение при больших V_G . В области обеднения и слабой инверсии следует ожидать, участка с почти постоянной величиной емкости. Общая зависимость емкости от напряжения будет иметь вид кривой с ярко выраженным минимумом.

Воспользуемся выражением (2.51) для напряжения на затворе V_G и продифференцируем (2.46) по ψ_s .

$$\frac{dV_G}{d\psi_s} = 1 + \frac{C_{ss}}{C_{ок}} + \frac{C_{sc}}{C_{ок}}, \quad (2.66)$$

где C_{ss} , C_{sc} - емкость поверхностных состояний и емкость ОПЗ, определенные ранее.

Подставляя (2.66) в (2.65) и проводя преобразования, получаем:

$$C = C_{ок} \left(1 - \frac{C_{ок}}{C_{ок} + C_{sc} + C_{ss}} \right) \quad (2.67)$$

или

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{ок}} + \frac{1}{C_{sc} + C_{ss}}. \quad (2.68)$$

Соотношение (2.68) позволяет нам построить эквивалентную схему МДП-структуры, представив ее как последовательно соединенную емкость диэлектрика $C_{ок}$ с параллельной цепочкой емкости ОПЗ C_{sc} и поверхностных состояний C_{ss} .

На рисунке 2.16 приведена эквивалентная схема емкости МДП-структуры. Отметим, что такую схему можно было нарисовать исходя из общих соображений об устройстве МДП-структур.

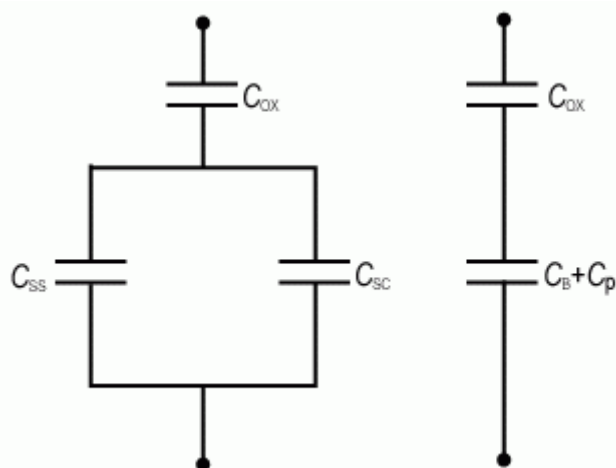


Рис. 2.16. Простейшая эквивалентная схема МДП-структуры

На рисунке 2.17 приведены равновесные C-V кривые идеальных МДП-структур с разной толщиной диэлектрика, рассчитанные по уравнению (2.76).

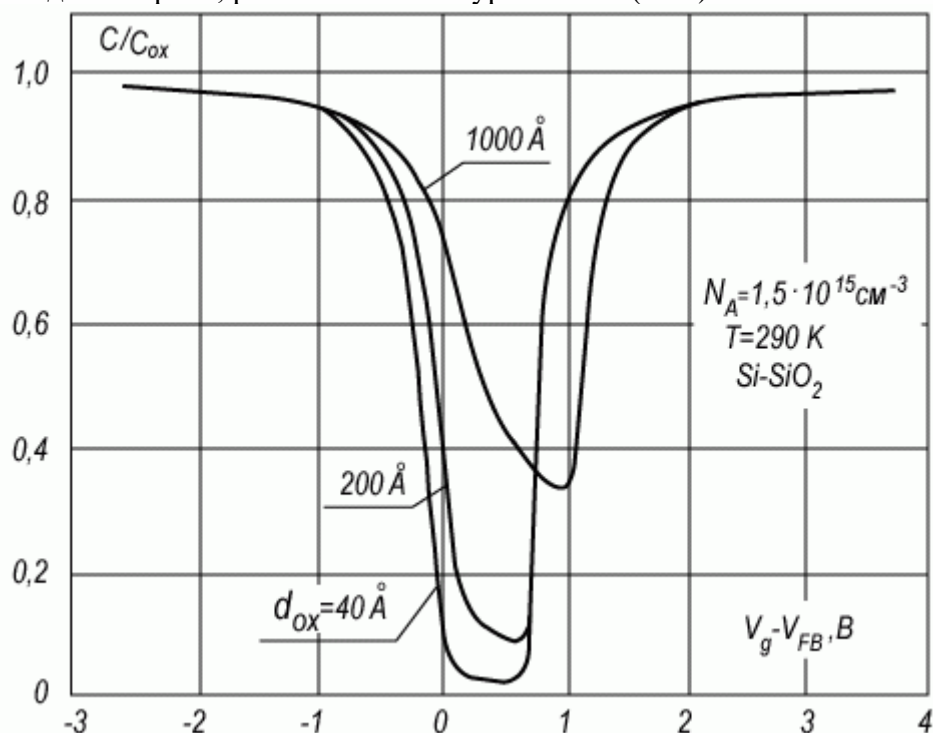


Рис. 2.17. Равновесные C-V характеристики идеальных МДП-структур на кремнии p-типа с различной толщиной подзатворного диэлектрика

2.4.3. Экспериментальные методы измерения вольт-фарадных характеристик

При экспериментальном измерении вольт-фарадных характеристик МДП-структур важное значение имеет частота измерительного сигнала ω . Это связано с тем, что процессы захвата и выброса на поверхностные состояния, а также изменения заряда свободных носителей в инверсионном слое, характеризующие соответствующие емкости C_{ss} и C_{sc} , имеют конечные времена τ , сравнимые с периодом обычно используемого в эксперименте сигнала. Напомним, что изменение заряда Q_n в инверсионном слое характеризуется генерационно-рекомбинационным процессом и определяется временем жизни неосновных носителей τ_n в ОПЗ. Характерное время захвата и выброса на поверхностные состояния определяется постоянной времени τ этих состояний. В

зависимости от частоты измерительного сигнала различают два метода - метод высокочастотных C-V характеристик и квазистатический C-V метод.

Квазистатический C-V метод

В области низких частот, когда период измерительного сигнала существенно больше времени жизни неосновных носителей τ_n в ОПЗ и постоянной времени поверхностных состояний τ ($\omega^{-1} \gg \tau_n, \tau$), полная емкость МДП-структуры определяется суммой всех емкостей, входящих в уравнение (2.66). Вольт-фарадная характеристика, измеренная при этом условии, получила название равновесной низкочастотной C-V кривой. Характерный вид таких кривых обсуждался ранее (см. рис. 3.14).

Экспериментально низкочастотные кривые получают, обычно используя квазистатический C-V метод. Сущность этого метода сводится к тому, что измеряется ток смещения через МДП-систему при линейной развертке напряжения V_G , и величина тока смещения $I_{см}$ оказывается пропорциональной емкости МДП-структуры. Действительно, если

$$V_G(t) = \alpha \cdot t, \quad (2.69)$$

то величина тока смещения $I_{см}$, согласно (2.64),

$$I_{см} = \frac{dQ_M}{dt} = \frac{dQ_M}{dV_G} \frac{dV_G}{dt} = C \cdot \alpha. \quad (2.70)$$

Если емкость МДП-структуры зависит от напряжения $C = C(V_G)$, то и ток смещения также будет зависеть от напряжения $I_{см} = I_{см}(V_G)$.

Требование низкой частоты $\omega^{-1} \gg \tau_n, \tau$ для измерения равновесных низкочастотных кривых обуславливает малые величины скорости изменения напряжения $\alpha = dU/dt$ в уравнении (2.70). Обычно величина α составляет $\alpha = 10^{-4} \div 10^{-2}$ В/с.

При этих условиях ток смещения через МДП-структуру мал ($I_{см} \leq 10^{-9} \div 10^{-12}$ А) и для его измерения необходимо пользоваться электрометрическими вольтметрами. На рисунке 3.15 приведена схема реализации квазистатического метода. Для получения абсолютного отсчета емкости используются калибровочные емкости с малыми сквозными утечками, подключаемые вместо МДП-структур.

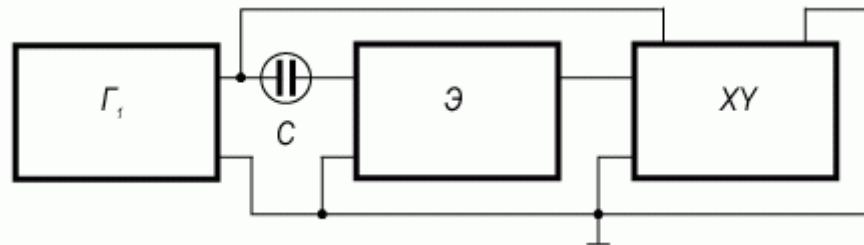


Рис. 2.18. Схема измерения квазистатических вольт-фарадных характеристик МДП-структур:

Г1 - генератор пилообразного напряжения, Э - электрометрический усилитель, XY - двухкоординатный самописец, C - МДП-структура

Метод высокочастотных C-V характеристик

Сущность метода высокочастотных характеристик заключается в том, что используется для измерения емкости МДП-структуры малый переменный сигнал с периодом, существенно меньшим, чем время жизни неосновных носителей и время перезарядки поверхностных состояний ($\omega^{-1} \ll \tau_n, \tau$).

При этих условиях заряд в инверсионном канале Q_n не успевает следовать за изменением переменного напряжения, и емкость неосновных носителей C_n равна нулю. Следовательно, емкость ОПЗ C_{sc} в (2.66) будет обусловлена в обогащении основными носителями, а в обеднении и инверсии - только слоем обеднения C_B . Поскольку поверхностные состояния не успевают перезарядаться с частотой переменного тестирующего сигнала, то их емкость также равна нулю ($C_{ss} = 0$). Таким образом, емкость

МДП-структуры на высокой частоте определяется только емкостью диэлектрика C_0 и емкостью области пространственного заряда C_{sc} без учета емкости неосновных носителей C_n . Кроме малого по амплитуде измерительного напряжения в этом методе к МДП-структуре прикладывается постоянное напряжение V_G , изменяющее ее емкость C .

Обычно это напряжение V_G подают от генератора линейно меняющегося напряжения. Полученную вольт-фарадную характеристику записывают на двухкоординатный самописец. На рисунке 3.16 приведена схема этого метода, иногда называемая схемой Гоеццбергера. Выберем соотношение емкости C МДП-структуры и нагрузочного сопротивления R_H такое, чтобы всегда выполнялось условие $R_C = 1/\omega C \gg R_H$. Пусть с генератора переменного напряжения на МДП-структуру подается малое напряжение $\tilde{U} = U_0 e^{i\omega t}$, причем $U < kT/q$. Тогда ток через нашу емкость C и нагрузку R_H будет:

$$\tilde{i} = \frac{\tilde{U}}{z} = \frac{\tilde{U}}{\sqrt{R_H^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}} \approx \omega C (V_G) \tilde{U}. \quad (2.71)$$

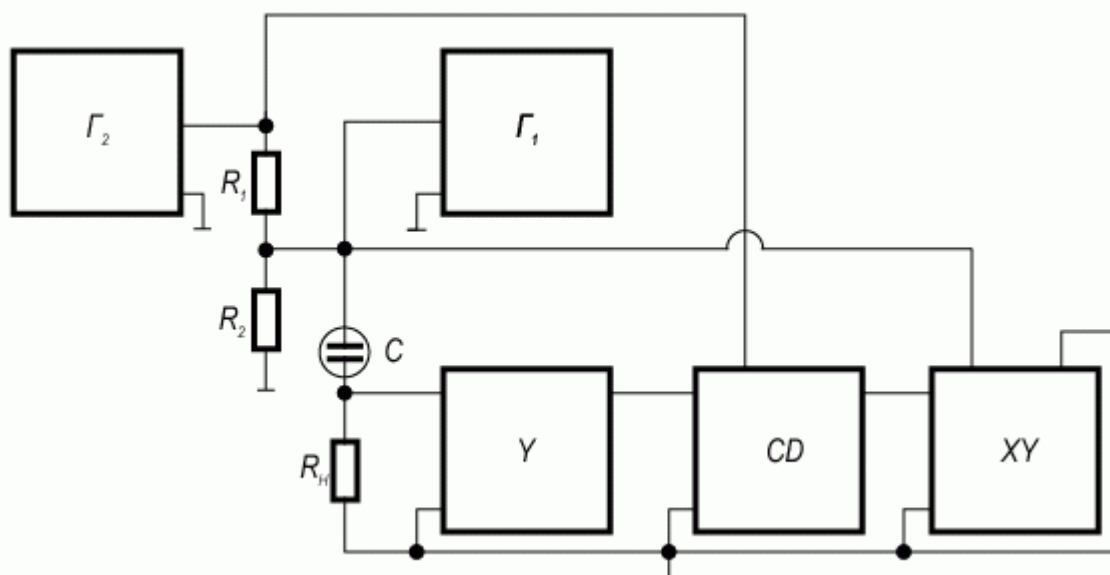


Рис.2.19. Схема измерения высокочастотных вольт-фарадных характеристик МДП-структур

Падение напряжения на нагрузочном сопротивлении U_{RH} равно:

$$U_{RH} = iR_H = \tilde{U} R_H \omega C (V_G). \quad (2.72)$$

Таким образом, падение напряжения на нагрузочном сопротивлении U_{RH} пропорционально емкости МДП-структуры. После усиления этого сигнала узкополосным усилителем и детектирования с использованием синхродетектора для выделения только емкостной составляющей в сигнале, мы получаем отклонение пера на самописце по координате Y , пропорциональное емкости МДП-системы. Меняя величину V_G и подавая сигнал генератора развертки V_G одновременно на МДП-структуру и ось X самописца, получаем запись высокочастотной вольт-фарадной характеристики. Для получения абсолютных значений в отсчете емкости вместо МДП-структуры подключают калибровочную емкость.

2.4.4. Определение параметров МДП-структур на основе анализа C-V характеристик

Анализ вольт-фарадных характеристик позволяет получить обширную информацию об основных параметрах МДП-структур: типе проводимости полупроводниковой подложки (n- или p-тип); концентрации легирующей примеси в подложке и законе ее распределения в приповерхностной области полупроводника; величине и знаке встроенного в диэлектрик МДП-структуры заряда; толщине подзатворного окисла; плотности поверхностных состояний на границе раздела полупроводник - диэлектрик. Рассмотрим более подробно эти вопросы.

Определение типа проводимости полупроводниковой подложки

Для определения типа проводимости подложки воспользуемся высокочастотной вольт-фарадной характеристикой.

Как следует из эквивалентной схемы, приведенной на рисунке 2.19, и вида высокочастотной C-V кривой при обогащении основными носителями емкость МДП-структуры максимальна и определяется емкостью диэлектрика. В инверсии же емкость МДП-структуры минимальна. Таким образом, если максимум емкости C-V кривой лежит в более положительных напряжениях, чем минимум, то подложка изготовлена из полупроводника n-типа, если же максимум C-V кривой находится в более отрицательных напряжениях, то подложка изготовлена из полупроводника p-типа. На рисунке 2.20 приведены для примера высокочастотные ВФХ на n- и p-типах подложки.

Определение толщины подзатворного диэлектрика

Поскольку, как было показано ранее, в обогащении емкость МДП-структуры определяется только геометрической емкостью диэлектрика C_{ox} , то:

$$C = C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox} \epsilon}{d_{ox}}, \quad (2.73)$$

где ϵ_{ox} - относительная диэлектрическая проницаемость окисла.

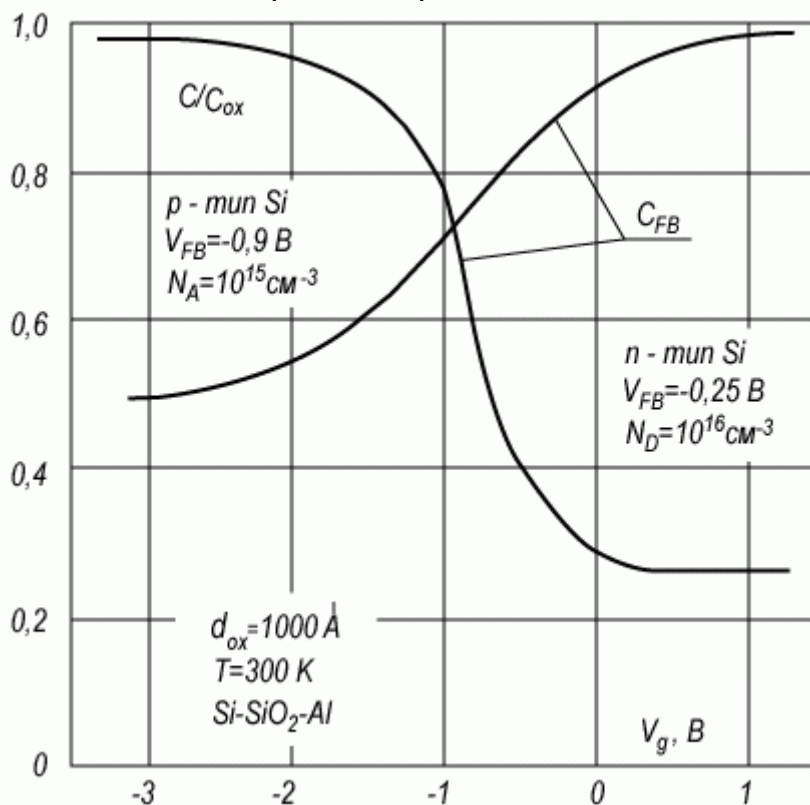


Рис. 2.20. Высокочастотные ВАХ МДП-структур, изготовленных на полупроводниковых подложках n- и p-типа

Отсюда следует, что:

$$d_{\text{ок}} = \frac{\varepsilon \varepsilon_{\text{ок}}}{C_{\text{ок}}}, \quad (2.74)$$

Напомним, что здесь $C_{\text{ок}}$ - удельная емкость подзатворного диэлектрика, т.е. емкость на единицу площади. Для подстановки в (2.73) экспериментальных значений необходимо сначала пронормировать емкость, т.е. разделить экспериментальное значение емкости на площадь S МДП-структуры. Как можно видеть из рисунка 3.14, при напряжениях на затворе $V_G - V_{\text{FB}} \approx (2 \div 3) V$ практически для всех МДП-структур полная емкость C только на 2-3% отличается от емкости диэлектрика. Исключение составляют структуры со сверхтонким окислом $d_{\text{ок}} < 100 \text{ \AA}$, у которых в этой области V_G становится существенным квантование в ОПЗ, и это отличие может достигать 10%.

Определение величины и профиля концентрации легирующей примеси

Для определения величины легирующей концентрации воспользуемся следующим свойством высокочастотных C - V характеристик МДП-структур: их емкость в области инверсии достигает минимальной величины C_{min} и определяется только емкостью области ионизованных доноров C_B и емкостью диэлектрика $C_{\text{ок}}$. При этом

$$\frac{1}{C_{\text{min}}} = \frac{1}{C_{\text{ок}}} + \frac{1}{C_B}. \quad (2.75)$$

Используя для емкости окисла $C_{\text{ок}}$ выражение (2.73) и для емкости области ионизованных акцепторов (3.57), получаем:

$$C_{\text{min}} = \frac{\varepsilon_{\text{ок}} \varepsilon_0}{d_{\text{ок}} + \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{\text{ок}}} W}. \quad (2.76)$$

Выражение (2.76), совместно с (1.67) для емкости ОПЗ ионизованных акцепторов, приводит к выражению для концентрации:

$$N_A = \frac{2 \left(2\varphi_0 - \frac{kT}{q} \right)}{\varepsilon_s \varepsilon_0 q} \cdot \left(\frac{C_{\text{ок}} - 1}{C_{\text{min}}} \right)^{-2}. \quad (2.77)$$

На рисунке 3.18 приведена номограмма зависимости нормированной величины емкости $C_{\text{min}}/C_{\text{ок}}$ от толщины $d_{\text{ок}}$ для систем Si-SiO₂ с концентрацией легирующей примеси N_A в качестве параметра. Из рисунка 3.18 видно, что чем меньше толщина диэлектрика и ниже концентрация легирующей примеси, тем больше перепад емкости от минимального до максимального значений наблюдается на ВФХ. Для определения профиля концентрации N_A от расстояния вглубь полупроводника z воспользуемся высокочастотной C - V кривой, снятой в области неравновесного обеднения. Неравновесное обеднение возможно реализовать в том случае, когда период напряжения развертки меньше постоянной τ генерационного времени неосновных носителей в ОПЗ. В этом случае величина поверхностного потенциала может быть больше $\psi_s > 2\varphi_0$, а ширина ОПЗ соответственно больше, чем ширина ОПЗ в равновесном случае. Возьмем также МДП-структуру с достаточно тонким окислом, таким, чтобы падением напряжения на окисле $V_{\text{ок}}$ можно было бы пренебречь по сравнению с величиной поверхностного потенциала, т.е. $V_{\text{ок}} \ll \psi_s$; $V_G \approx \psi_s$. В этом случае, согласно (2.75) и (2.77), тангенс угла наклона зависимости

$$\text{tg}(\gamma) = \frac{d \left(\frac{C_{\text{ок}}}{C_{\text{ок}}/C_{\text{min}} - 1} \right)}{dV_G} = \left[\frac{q N_A \varepsilon_s \varepsilon_0}{2} \right]^{-1} \quad (2.78)$$

определил величину концентрации N_A .

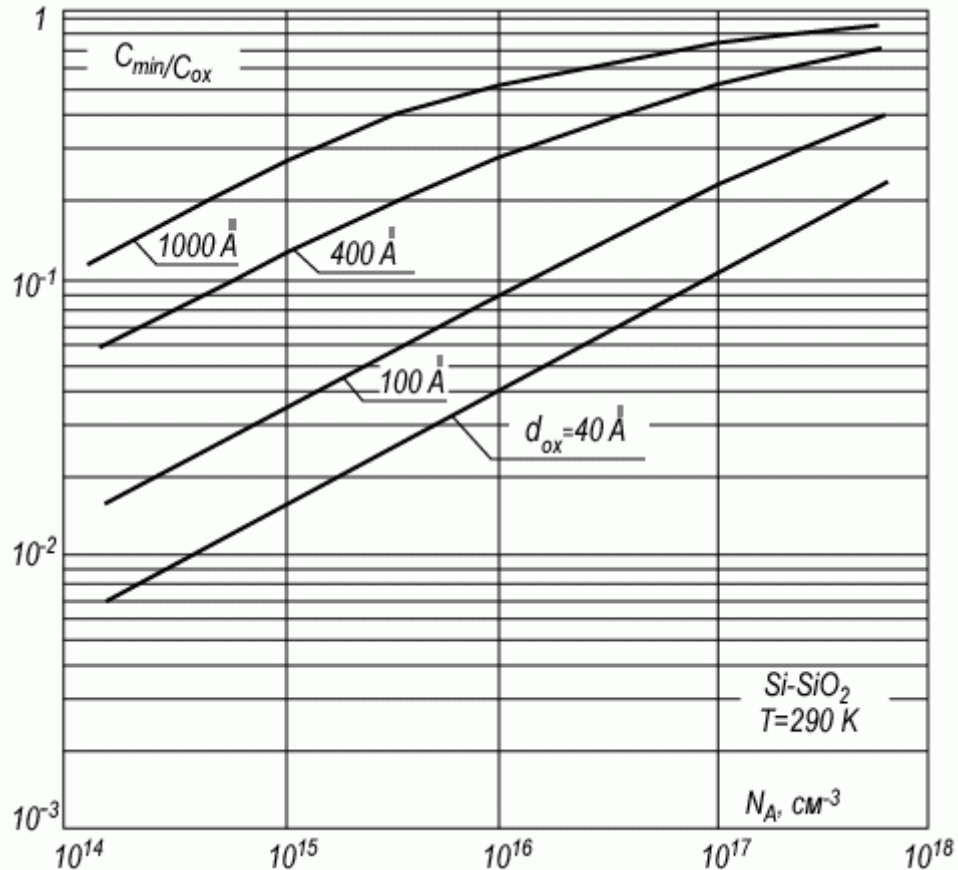


Рис. 2.21. Зависимость нормированной величины емкости C_{\min}/C_{ox} в минимуме высокочастотной ВАХ от толщины подзатворного диэлектрика d_{ox} при различных величинах концентрации легирующей примеси для кремниевых МДП-структур

Значение координаты z , которой соответствует рассчитанная величина N_A , определяется при подстановке значения $\psi_s = V_G$ в выражение для ширины ОПЗ:

$$z = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 V_G}{qN_A}} \quad (2.79)$$

В предельном случае, когда толщина окисла $d_{\text{ox}} \rightarrow 0$, эту величину используют, измеряя неравновесную емкость как емкость барьеров Шоттки при обратном смещении.

Определение величины и знака встроенного заряда

Для определения величины и знака встроенного в диэлектрик МДП-структуры заряда обычно пользуются высокочастотным методом ВФХ. Для этого, зная толщину подзатворного диэлектрика d_{ox} , концентрацию легирующей примеси N_A и работу выхода материала затвора, рассчитывают согласно (2.68) и (2.58) теоретическое значение емкости плоских зон C_{FB} МДП-структуры и напряжения плоских зон $V_{\text{FB}} = \Delta\varphi_{\text{ms}}$. Поскольку экспериментальная C - V кривая высокочастотная, т.е. $C_{\text{ss}} \rightarrow 0$, то, проводя сечение $C = \text{const} = C_{\text{FB}}$ (теор.), мы получаем при пересечении этой кривой с экспериментальной ВФХ напряжение, соответствующее $\psi_s = 0$, т.е. экспериментальное напряжение плоских зон V_{FB} (эсп.). При этом, согласно (2.50)

$$V_{\text{FB}}^{\text{эсп}} - V_{\text{FB}}^{\text{теор}} = -\frac{Q_{\text{ox}}}{C_{\text{ox}}} + \frac{qN_{\text{ss}}}{C_{\text{ox}}} \varphi_0 \quad (2.80)$$

Если $Q_{ox}, Q_{ss} > 0$, то $V_{FB}(\text{эксп.}) > V_{FB}(\text{теор.})$, и наоборот, если $Q_{ox}, Q_{ss} < 0$, то $V_{FB}(\text{эксп.}) < V_{FB}(\text{теор.})$.

Таким образом, знак и величина суммарного заряда в плоских зонах определяются соотношением (2.80) однозначно. Для вычленения заряда в поверхностных состояниях воспользуемся тем, что он обусловлен основными носителями (р-тип, $Q_{ss}(\psi_s = 0) > 0$ и n-тип, $Q_{ss}(\psi_s = 0) < 0$), захваченными на поверхностные состояния. Зная величину N_{ss} , можно рассчитать величину заряда в поверхностных состояниях Q_{ss} и таким образом из (2.50) определить величину и знак встроенного в диэлектрик заряда Q_{ox} .

2.4.5. Определение плотности поверхностных состояний на границе раздела полупроводник - диэлектрик

Методы вольт-фарадных характеристик дают несколько возможностей для определения величины и функции распределения плотности поверхностных состояний в запрещенной зоне полупроводника на границе раздела полупроводник - диэлектрик. Рассмотрим более подробно эти методы.

Дифференциальный метод

Дифференциальный метод, или метод Термана, основан на сравнении экспериментальной высокочастотной емкости МДП-структуры с теоретической расчетной емкостью идеальной МДП-структуры с такими же величинами толщины окисла и легирующей концентрации в подложке. На рисунке 2.22а приведены для иллюстрации метода расчетная экспериментальная и расчетные C-V кривые.

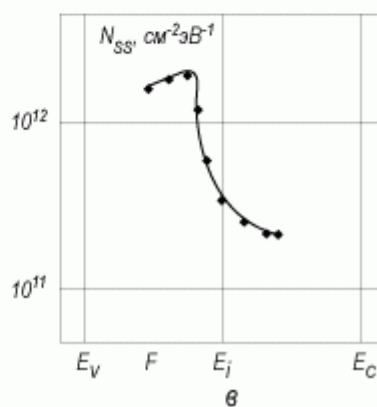
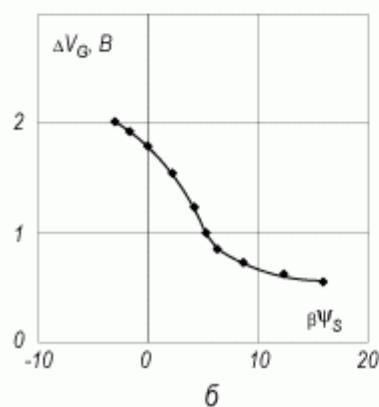
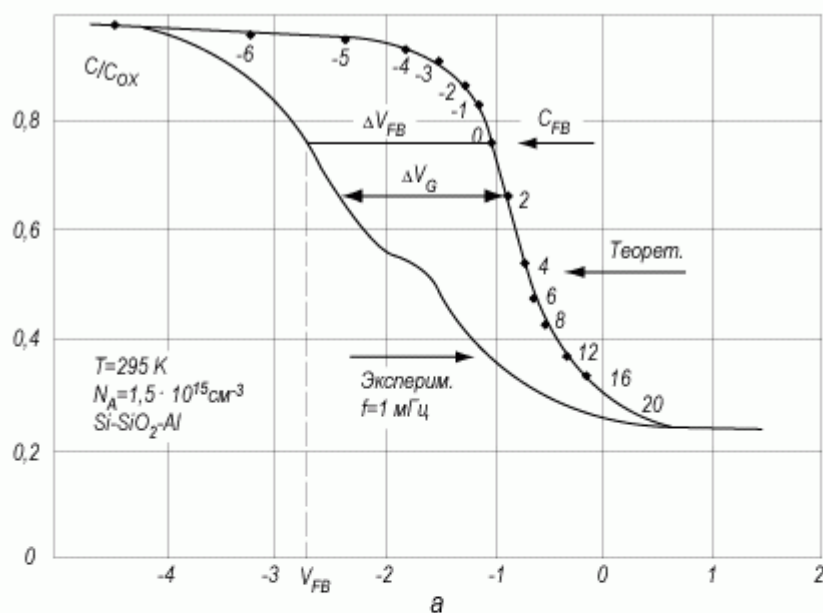


Рис. 2.22. Расчет плотности поверхностных состояний дифференциальным методом: а) экспериментальная и теоретическая ВФХ для МДП-системы Si-SiO₂-Al; б) зависимость сдвига напряжения ΔV_G от поверхностного потенциала ψ_s , полученная из сечения постоянной емкости $C = \text{const}$ МДП-структуры; в) зависимость плотности ПС от энергии E в запрещенной зоне полупроводника, полученная графическим дифференцированием кривой $\Delta V_G(\psi_s)$ по уравнению (2.82)

Поскольку емкость высокочастотная, то ее величина определяется только значением поверхностного потенциала ψ_s . Проведя горизонтальные сечения $C = \text{const}$, мы на экспериментальной кривой производим расстановку поверхностного потенциала ψ_s .

Сравнивая теперь величины напряжений на затворе V_G теоретической и экспериментальных C - V кривых, соответствующих одной и той же емкости (а следовательно, и одному значению поверхностного потенциала ψ_s), получаем из (2.51):

$$\Delta V_G = V_{G \text{эксп}} - V_{G \text{теор}} = V_{FB} + \frac{qN_{ss}}{C_{ок}} \psi_s. \quad (2.81)$$

Графическим дифференцированием кривой (3.114) получаем:

$$N_{ss} = \frac{\epsilon_{ок} \epsilon_0}{qd_{ок}} \frac{d(V_{G \text{эксп}} - V_{G \text{теор}})}{d\psi_s}. \quad (2.82)$$

Метод, основанный на анализе соотношения (2.81), довольно широко распространен, прост и не требует громоздких выкладок. К недостаткам этого метода необходимо отнести тот факт, что зависимость плотности поверхностных состояний N_{ss} от энергии E получается только в одной половине запрещенной зоны вблизи уровня Ферми. На рисунке 2.22б приведен график $\Delta V_G(\psi_s)$, а на рисунке 2.22в - распределение плотности поверхностных состояний в зависимости от энергии в запрещенной зоне полупроводника, полученное из предыдущего графика путем дифференцирования.

Интегральный метод

Интегральный метод, или метод Берглунда, основан на анализе равновесной низкочастотной вольт-фарадной характеристики. Поскольку для равновесной низкочастотной C - V кривой справедливо (2.65), то

$$\frac{d\psi_s}{dV_G} = 1 - \frac{C}{C_{ок}}. \quad (2.83)$$

Интегрируя соотношение (3.116) с граничными условиями $\psi_s = \psi_{s1}$, $V_G = V_{G1}$, получаем:

$$\psi_s - \psi_{s1} = \int_{V_{G1}}^{V_G} \left(1 - \frac{C}{C_{ок}} \right) dV_G. \quad (2.84)$$

Поскольку $C(V_G)$ - это экспериментальная кривая, то интегрирование уравнения (2.84) (потому метод и назван интегральным) сразу дает связь между поверхностным потенциалом и напряжением на затворе V_G . Выбор значений ψ_{s1} и V_{G1} произволен. Обычно величину ψ_{s1} выбирают равной нулю ($\psi_{s1} = 0$) и соответственно V_{G1} - это напряжение плоских зон V_{FB} . Эти значения берутся из высокочастотных C - V кривых. Так как известна связь $V_G(\psi_s)$, то из равенства (2.66) после нескольких преобразований следует:

$$N_{ss} = \frac{\epsilon_{ок} \epsilon_0}{qd_{ок}} \left[\frac{C/C_{ок}}{1 - C/C_{ок}} - \frac{C_{sc}}{C_{ок}} \right]. \quad (2.85)$$

Соотношение (2.85) позволяет определить величину и закон изменения плотности поверхностных состояний по всей ширине запрещенной зоны, что является преимуществом интегрального метода по сравнению с дифференциальным.

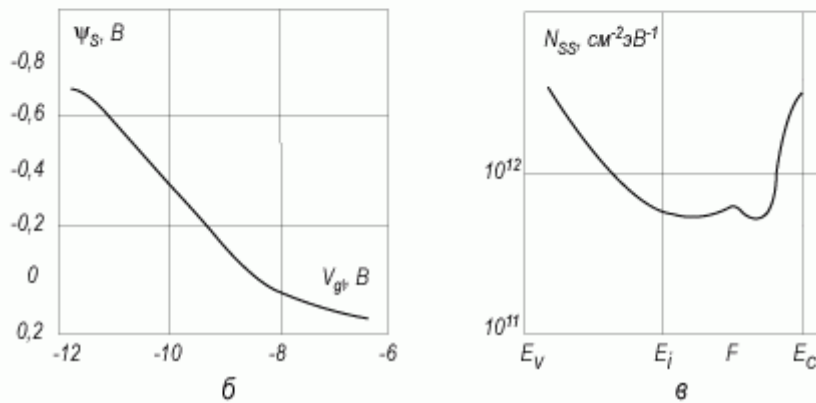
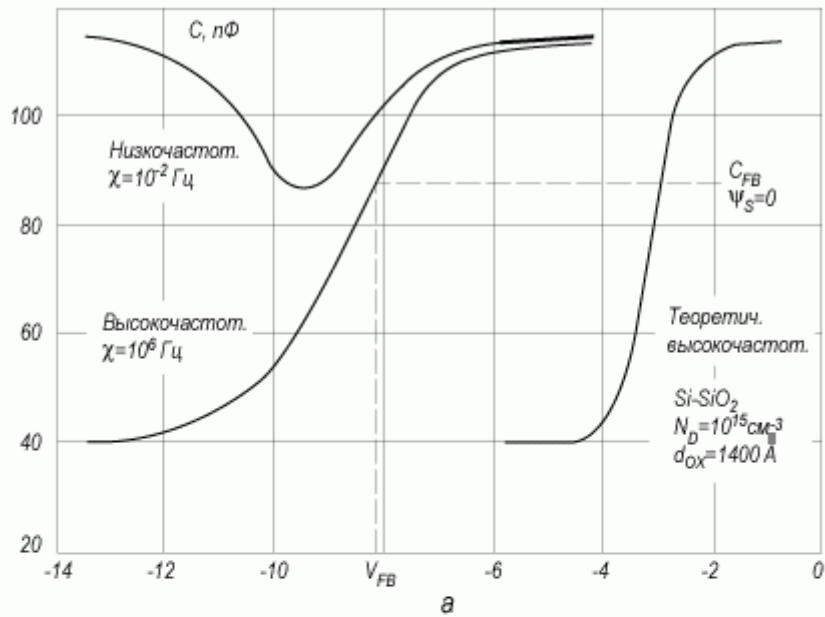


Рис. 2.23. Расчет плотности поверхностных состояний интегральным методом: а) экспериментальная равновесная ВФХ МДП-системы Si-SiO₂-Al; б) зависимость поверхностного потенциала ψ_s от напряжения V_G , рассчитанная из этой кривой по уравнению (2.84); в) зависимость плотности ПС от энергии E в запрещенной зоне полупроводника, рассчитанная из уравнения (2.84) по этим экспериментальным данным

Из соотношения (2.84) следует, что численное интегрирование функции $(1 - C/C_{ox})$ должно дать величину площади над равновесной C-V кривой. Поскольку емкость выходит на насыщение $C \rightarrow C_{ox}$ при примерно одинаковых значениях поверхностного потенциала, то следует ожидать, что у кривых с разной плотностью поверхностных состояний площадь под кривой C-V будет одинакова. На рисунке 3.20а,б, в приведены этапы расчета равновесных C-V кривых и даны соответствующие графики.

Температурный метод

Температурный метод, или метод Грея - Брауна, основан на анализе изменения напряжения плоских зон V_{FB} МДП-структуры при изменении температуры T . При изменении температуры полупроводника меняется объемное положение уровня Ферми.

Закон изменения $\varphi_0(T)$, а следовательно и $\varphi_0(E)$, известен и в области полной ионизации примеси довольно прост. Из выражения (2.50) для напряжения плоских зон V_{FB} следует, что при изменении температуры

$$V_{FB}(T_1) - V_{FB}(T_2) = \frac{qN_{ss}}{C_{ox}} [\varphi_0(T_1) - \varphi_0(T_2)]. \quad (2.86)$$

Графическое дифференцирование соотношения (3.119) приводит к выражению для N_{ss} :

$$N_{ss} = \frac{\epsilon_{окк} \epsilon_0}{qd_{окк}} \frac{d(\Delta V_{FB})}{d(\Delta \phi_0)} \quad (2.87)$$

Основным достоинством температурного метода является тот факт, что этим методом возможно получить величину плотности поверхностных состояний N_{ss} вблизи краев запрещенной зоны. К недостаткам метода следует отнести необходимость измерений в широком интервале температур $T = (77 \div 400)$ К и трудность расчета, а также необходимость выполнения критерия высокочастотности в широком диапазоне температур. На рисунке 2.24а, б, в приведены экспериментальные C-V кривые, их изменение с температурой и результаты расчета.

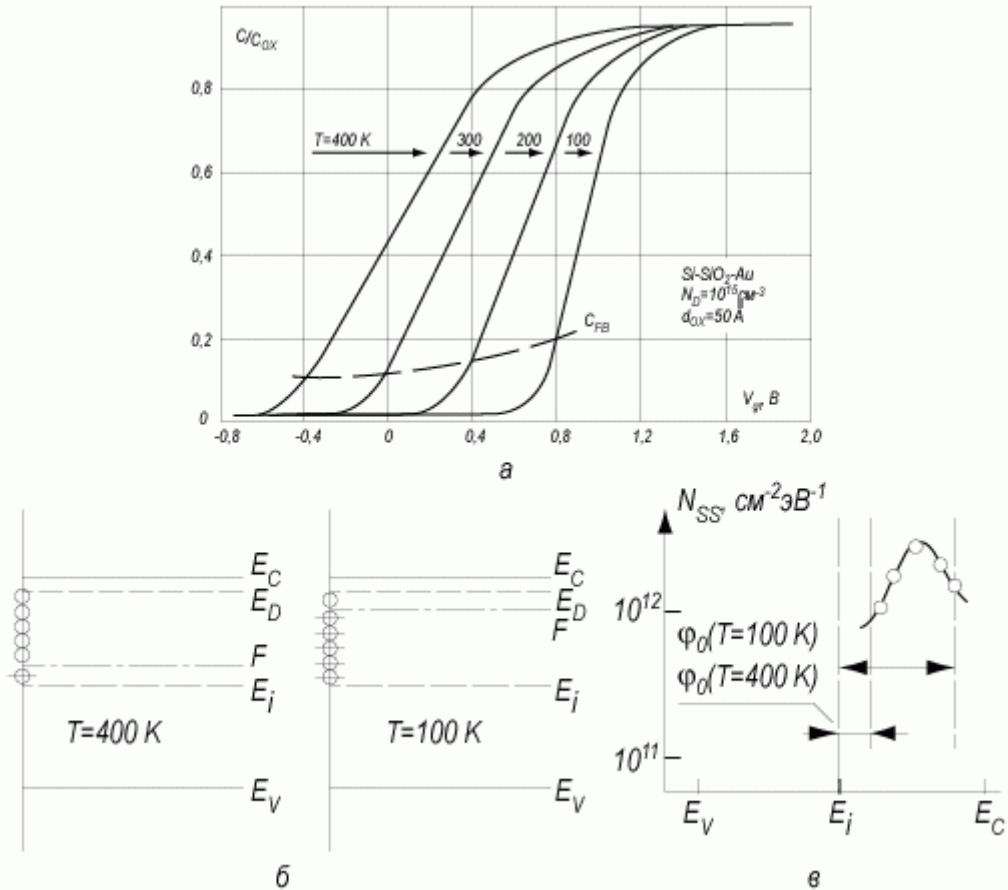


Рис.2.24. Расчет плотности поверхностных состояний температурным методом: а) экспериментальные высокочастотные ВФХ МДП-структур Si-SiO₂-Al при разных температурах T; б) зависимость измерения напряжения плоских зон ΔV_{FB} и положения уровня Ферми ϕ_0 в объеме полупроводника от температуры; в) зависимость плотности ПС N_{ss} от энергии E в запрещенной зоне полупроводника, рассчитанная из уравнения (2.87) по этим экспериментальным данным

3. Оптические методы контроля в технологических процессах 3D интеграции

3.1. «Классическая» оптическая микроскопия

Термин, сформулированный в названии, является достаточно неопределенным. Развитие оптических методов в микроскопии привело к настоящему времени к появлению огромного числа методик, многие из которых следовало бы отнести к классическим. Однако целью данной главы является не обзор широких возможностей оптической микроскопии, а определение ряда терминов, которые далее будут использоваться при объяснении принципа функционирования конфокального микроскопа. Введение этих основных понятий мы выполним на примере микроскопа с широким полем зрения (рис. 3.1).

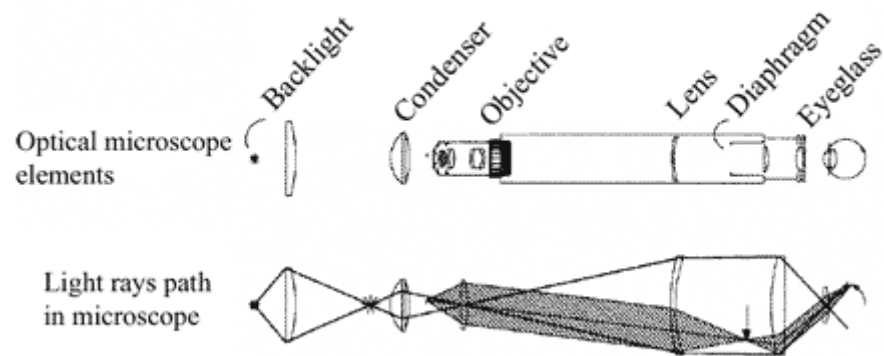


Рис.3.1. Схема «классического» оптического микроскопа с широким полем зрения.

В таком микроскопе определенное поле зрения равномерно освещается световым пучком, затем оптическая система проецирует изображение объекта, находящегося в поле зрения, на сетчатку глаза или на плоскость фотоприемника, например, ПЗС матрицы в видеокамере. При этом, вообще говоря, в фотоприемник попадает свет, испущенный из различных областей образца: как находящихся в фокусе объективной линзы, так и вне фокуса (рис.3.2).

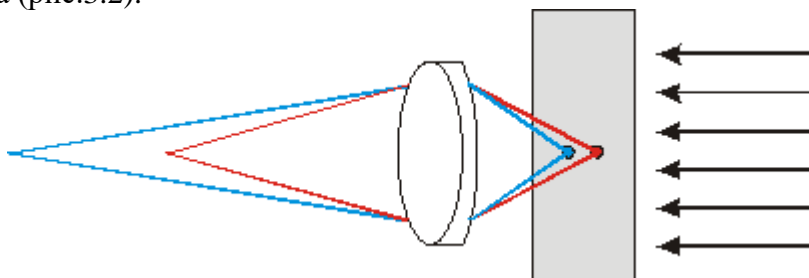


Рис.3.2. В микроскопе с широким полем зрения одновременно видны различные точки образца, при этом точки из плоскостей отличных от предметной будут создавать фоновую засветку, снижающую контрастность.

Числовая апертура и безразмерные единицы.

В оптике принят ряд специализированных терминов для описания свойств оптических инструментов. В частности под числовой апертурой NA понимают

$$NA = n \sin \theta \quad (3.1)$$

где n – коэффициент преломления среды, а θ – угол полураствора конуса в котором сходится или расходится свет. Для линзы этот угол определяется диаметром ее оправы D и фокальным расстоянием F :

$$\sin \theta = \frac{D}{2F} = \frac{NA}{n} \quad (3.2)$$

Для удобства расчетов нам будет удобно измерять расстояния от оси в плоскости объекта в единицах длины волны света в среде $\lambda' = \lambda/n$, где λ – длина волны света в вакууме. Безразмерная единица радиуса ρ будет иметь вид

$$\rho = \frac{2\pi}{\lambda} NA r = \frac{2\pi n}{\lambda} r \sin \theta \quad (3.3)$$

а безразмерное расстояние вдоль оптической оси ζ

$$\zeta = \frac{2\pi}{n\lambda} NA^2 z = \frac{2\pi n}{\lambda} z \sin^2 \theta \quad (3.4)$$

Чем определяется разрешение микроскопа?

Изображения, получаемые при помощи линз или зеркал, располагаются в геометрически сопряженных плоскостях. В этом случае для пучка лучей, распространяющегося от каждой точки объекта, выполняется условие дифракции Фраунгофера. Пусть, например, параллельный пучок света от далекого точечного объекта, сходится в фокальной плоскости линзы (рис. 3.3)

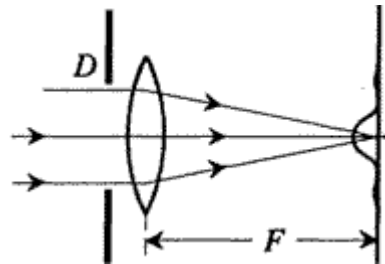


Рис. 3.3. Дифракция Фраунгофера в фокальной плоскости линзы.

Каждая точка фокальной плоскости соответствует бесконечно удаленной точке; следовательно, в фокальной плоскости выполняется условие дифракции Фраунгофера. Роль препятствия, на котором свет испытывает дифракцию, играет диафрагма a , ограничивающая световой пучок. Такой диафрагмой, в частности, может являться оправа самой линзы. Принято говорить, что дифракция происходит на входной апертуре оптической системы.

Аналогичным образом можно проиллюстрировать случай, когда точечный источник находится на конечном расстоянии a от линзы, а изображение возникает на расстоянии b за линзой. При этом расстояния a и b подчиняются формуле линзы

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{F} \quad (3.5)$$

Для того, чтобы пояснить, почему и в этом случае выполняется условие наблюдения дифракции Фраунгофера, заменим одиночную линзу с фокусным расстоянием F двумя вплотную расположенными линзами с фокусными расстояниями F_1 и F_2 (рис. 3.4). Тогда источник оказываются расположенными в переднем фокусе первой линзы, а плоскость изображения совпадает с задней фокальной плоскостью второй линзы. При этом автоматически выполняется соотношение (5), так как оно равносильно правилу

сложения оптических сил (то есть обратных фокусных расстояний) двух близко расположенных линз. В промежутке между линзами лучи идут параллельным пучком. Сравнивая рис. 3.3 и 3.4, можно заключить, что во втором случае дифракция Фраунгофера происходит на общей оправе линз и наблюдается в задней фокальной плоскости второй линзы. Рис. 3.4 соответствует картине дифракции света в объективе телескопа (или глаза), рис. 4 – дифракции в объективе микроскопа. Поле зрения обычных оптических микроскопов не превышает 1000 разрешаемых элементов.

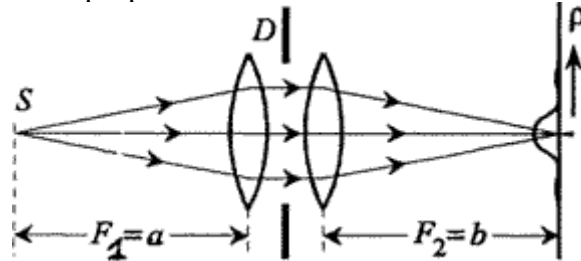


Рис. 3.4. Дифракция Фраунгофера в плоскости, геометрически сопряженной источнику.

Функция размытия точки (point spreading function).

Функция размытия точки (PSF) (или функция импульсного отклика дифракционно - ограниченной системы) определяет распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы, обусловленное дифракцией Фраунгофера на входной диафрагме. Как показано выше, точно такое же распределение интенсивности получится от точечного источника в сопряженной плоскости тонкой линзы.

PSF для линзы с фокальным расстоянием D от пучка ограниченного круглой диафрагмой диаметром F может быть выражено в общем виде [2]:

$$p(\zeta, \rho) = |I_0(\zeta, \rho)|^2 + 2|I_1(\zeta, \rho)|^2 + |I_2(\zeta, \rho)|^2 \quad (3.6)$$

где

$$\begin{aligned} I_0(\zeta, \rho) &= \int_0^\theta J_0(\rho \sin \alpha / \sin \theta) \sqrt{\cos \alpha} \sin \alpha (1 + \cos \alpha) \exp(i\zeta \cos \alpha / \sin^2 \theta) d\alpha \\ I_1(\zeta, \rho) &= \int_0^\theta J_1(\rho \sin \alpha / \sin \theta) \sqrt{\cos \alpha} \sin^2 \alpha \exp(i\zeta \cos \alpha / \sin^2 \theta) d\alpha \\ I_2(\zeta, \rho) &= \int_0^\theta J_2(\rho \sin \alpha / \sin \theta) \sqrt{\cos \alpha} \sin \alpha (1 - \cos \alpha) \exp(i\zeta \cos \alpha / \sin^2 \theta) d\alpha \end{aligned} \quad (3.7)$$

где $J_k(x)$ – функции Бесселя k -го порядка, $\sin \theta = \frac{D}{2F} = \frac{NA}{n}$.

Здесь мы ввели более общую функцию, чем было определено ранее. Функция $p(\zeta, \rho)$ дает распределение интенсивности вдоль радиуса ρ для различных плоскостей ζ . Эта функция обладает замечательным свойством: для любой плоскости ζ

$$\int_0^\infty p(\zeta, \rho) \rho d\rho = \text{const} \quad (3.8)$$

что отвечает постоянству потока энергии через каждую плоскость.

В параксиальном приближении (малые значения NA) распределение интенсивности света в фокальной плоскости определяется выражением

$$p(0, \rho) \approx \left(\frac{2J_1(0, \rho)}{\rho} \right)^2 \quad (3.9)$$

где нормировочный коэффициент выбран так, чтобы в фокусе значение $p(0, 0)$ было равно 1.

Картина дифракции на круглом отверстии имеет вид концентрических колец. Центральное светлое пятно носит название пятна Эйри. Интенсивность в максимуме первого светлого кольца составляет приблизительно 2 % от интенсивности в центре пятна Эйри. Распределение $p(0, \rho)$ показано на рис. 5.

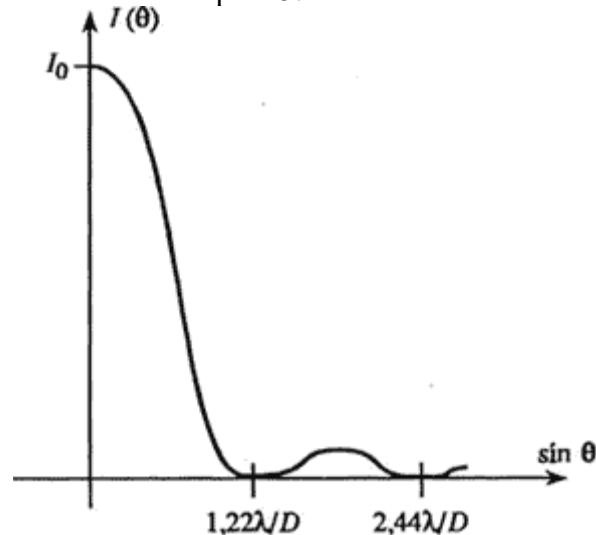


Рис. 3.5. Распределение интенсивности в дифракционной картине круглой диафрагмы.

При этом радиус пятна Эйри составляет

$$\rho_{\text{resel}} = 1.22\pi \quad (3.10)$$

или

$$r_{\text{resel}} = 0.61 \frac{\lambda}{n \sin \theta} = 1.22 \frac{\lambda'}{D} \quad (3.11)$$

Где $\lambda' = \lambda/n$.

Следует заметить, что на оптической оси системы ($\rho = 0$): $I_1(\xi, 0) = 0$ и $I_2(\xi, 0) = 0$, поэтому разрешение вдоль оптической оси определяется только вкладом $I_0(\xi, 0)$. В параксиальном приближении (малые значения NA) относительное изменение интенсивности вдоль оси

$$p(\xi, 0) \approx \left(\frac{\sin(\xi/4)}{\xi/4} \right)^2 \quad (3.12)$$

Разрешающая способность микроскопа, критерий Релея.

Под разрешающей способностью микроскопа обычно понимают возможность различения двух близких по интенсивности точечных объектов. Из вида функции распределения интенсивности в фокальной плоскости $p(0, \rho)$ следует, что разрешение будет определяться степенью перекрытия пятен Эйри распределений двух точечных объектов. Релеем был предложен критерий, согласно которому две точки считаются разрешенными, если величина "провала" в интенсивности по центру между изображениями точек составили 26% от максимума. При этом расстояние между

разрешаемыми точками должно быть больше радиуса пятна Эйри (см. предыдущий параграф).

Выводы.

Основная характеристика объективной линзы – ее числовая апертура, которая определяется диаметром оправы и фокусным расстоянием.

Разрешение обычного оптического микроскопа определяется дифракцией Фраунгофера на входной диафрагме объективной линзы. Минимальное расстояние между разрешаемыми точечными объектами одинаковой интенсивности равно радиусу пятна Эйри.

В данном разделе получено выражение для функции размытия точки (или функции импульсного отклика дифракционно-ограниченной системы), которое будет использовано в дальнейшем при объяснении работы конфокального микроскопа.

3.2. Конфокальная микроскопия

Конфокальный микроскоп отличается от "классического" оптического микроскопа тем, что в каждый момент времени регистрируется изображение одной точки объекта, а полноценное изображение строится путем сканирования (движения образца или перестройки оптической системы). Для того, чтобы регистрировать свет только от одной точки после объективной линзы располагается диафрагма малого размера таким образом, что свет, испускаемый анализируемой точкой (красные лучи на рис. 1б), проходит через диафрагму и будет зарегистрирован, а свет от остальных точек (например, синие лучи на рис. 1б) в основном задерживается диафрагмой. Вторая особенность состоит в том, что осветитель создает не равномерную освещенность поля зрения, а фокусирует свет в анализируемую точку (рис. 1в). Это может достигаться расположением второй фокусирующей системы за образцом, но при этом требуется, чтобы образец был прозрачным. Кроме того, объективные линзы обычно сравнительно дорогие, поэтому использование второй фокусирующей системы для подсветки мало предпочтительно. Альтернативой является использование светоделительной пластинки, так чтобы и падающий и отраженный свет фокусировались одним объективом (рис. 1г). Такая схема к тому же облегчает юстировку.

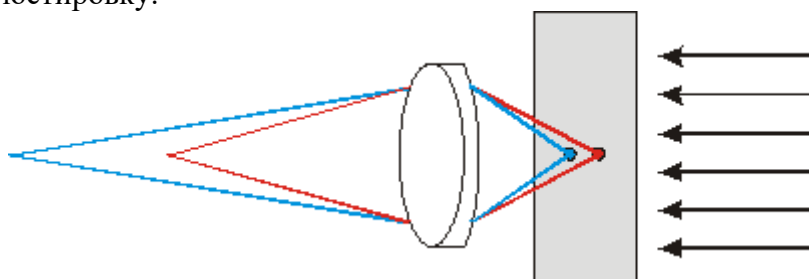


Рис. 3.6а. Ход лучей в обычном оптическом микроскопе, когда в фотоприемное устройство попадает свет из различных точек образца.

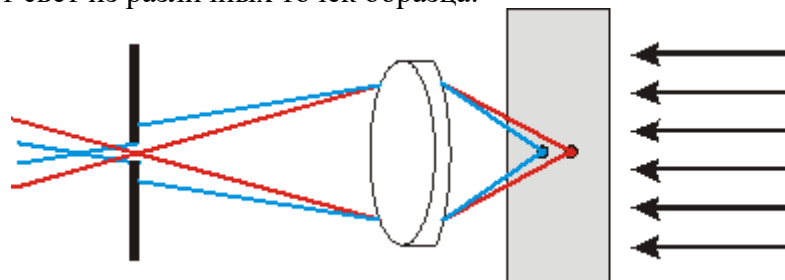


Рис. 3.6б. Применение диафрагмы позволяет существенно снизить фоновую подсветку от точек образца вне анализируемой области.

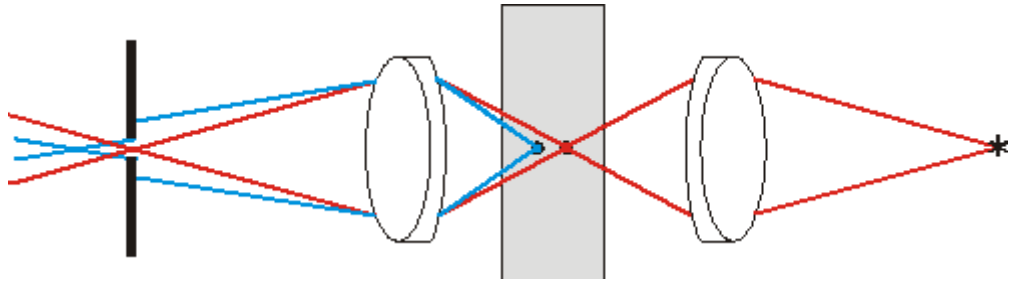


Рис. 3.6в. Дополнительное повышение контраста достигается применением подсветки, фокусирующей свет в анализируемую точку.

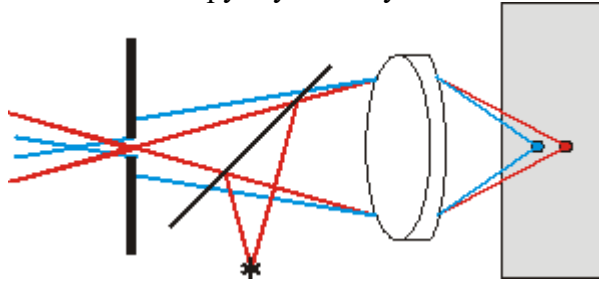


Рис. 3.6г. Схема со светоделительной пластинкой упрощает конструкцию микроскопа и процесс юстировки за счет двойного использования объектива (для подсветки и сбора отраженного сигнала).

Качественно понятно, что применение конфокальной схемы должно приводить к увеличению контрастности изображения, за счет того, что "паразитный" свет от точек соседних с анализируемой перестает попадать в детектор. Платой за увеличение контрастности будет необходимость применения достаточно сложных схем сканирования либо образцом, либо световым пучком. Детальное рассмотрение существующих технических решений построения конфокальных микроскопов выходит за рамки данного раздела. Подробности по этому вопросу можно найти в обзорах [1 - 11].

Разрешение и контрастность в конфокальном микроскопе.

Рассмотрим теперь математически, каким образом и насколько количественно изменяется контрастность при применении конфокальной микроскопии. Во-первых, так как в конфокальном микроскопе свет дважды проходит через объектив, то функция размытия точки (далее обозначаемая PSF, см. определение в предыдущем пункте) имеет вид

$$P_{\text{conf}}(\xi, \rho) = P(\xi, \rho) \times P(\xi, \rho) \quad (3.13)$$

Для качественного понимания удобно рассматривать каждую PSF как вероятность того, что фотон попадет в точку с координатами (ξ, ρ) , либо что фотон будет зарегистрирован из точки с координатами (ξ, ρ) , тогда конфокальная PSF есть произведение независимых вероятностей. На рис. 2 приведено изображение обычной PSF и конфокальной PSF.

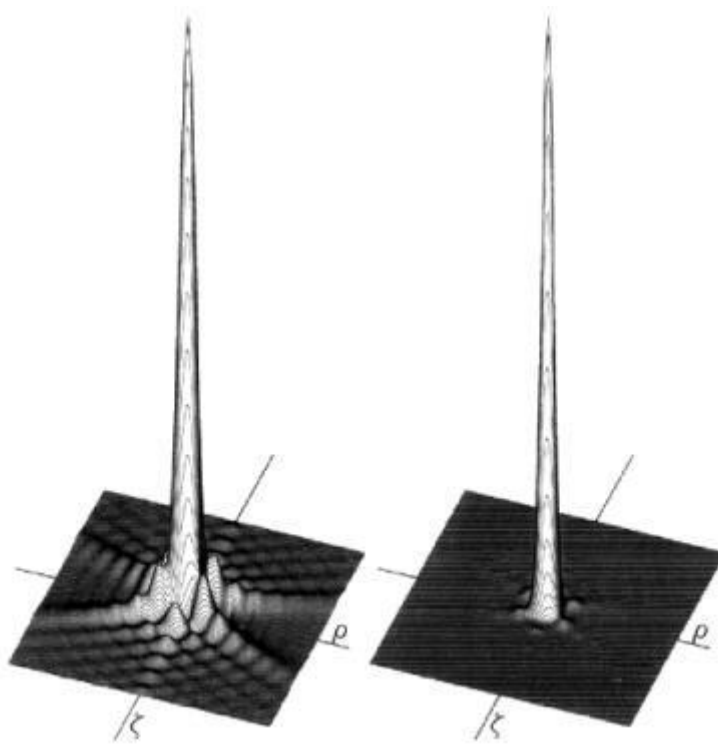


Рис. 3.7. Конфокальная PSF $p_{\text{conf}}(\xi, \rho) = p(\xi, \rho) \times p(\xi, \rho)$ показана справа, а обычная PSF $p(\xi, \rho)$ – слева

Если использовать критерий Релея для разрешения (провал 26% от максимума распределения), то мы получим, что разрешение в конфокальном микроскопе увеличивается, но не существенно. Для конфокального микроскопа

$$r_{\text{conf}} = 0.44 \frac{\lambda}{n \sin \theta} = 0.88 \frac{\lambda'}{D} \quad (3.14)$$

в то время как для обычного микроскопа

$$r_{\text{resel}} = 0.61 \frac{\lambda}{n \sin \theta} = 1.22 \frac{\lambda'}{D} \quad (3.15)$$

где $\lambda' = \lambda/n$.

Однако основным достоинством конфокального микроскопа является не увеличение разрешения в смысле критерия Релея, а существенное увеличение контрастности. В частности для обычной PSF в фокальной плоскости отношение амплитуды в первом боковом максимуме к амплитуде в центре составляет 2%, для случая конфокального микроскопа это отношение будет 0.04%. На рис. 3 приведен практический пример, когда это важно. На верхней части рисунка мы видим, что тусклый объект (интенсивность в 200 раз меньше, чем у яркого) не возможно обнаружить в обычный микроскоп, хотя расстояние между объектами существенно больше того, что предписано критерием Релея. В то же самое время, в конфокальный микроскоп (нижняя часть рисунка 3) данный объект должен хорошо регистрироваться.

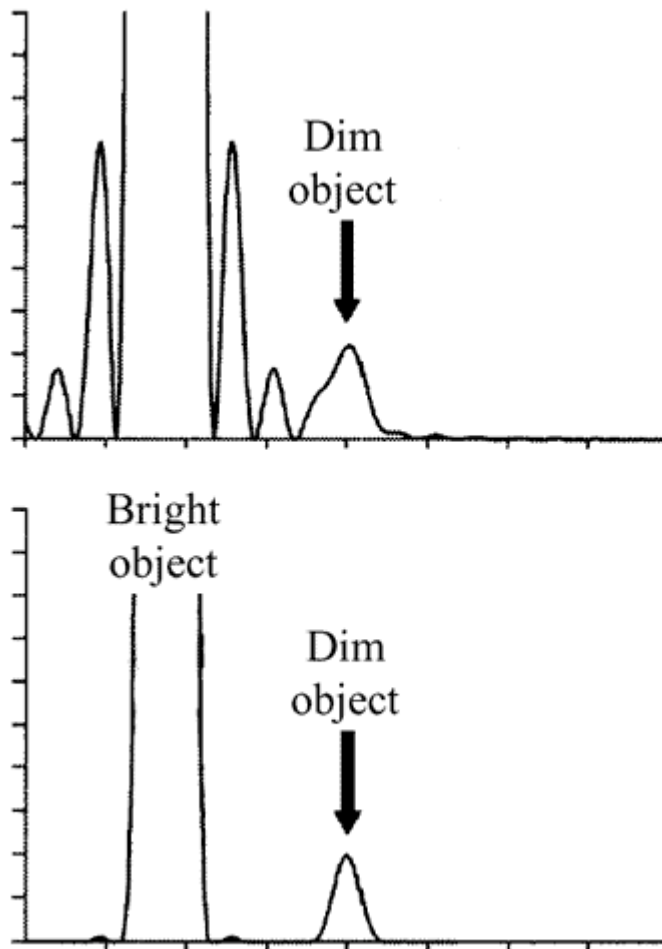


Рис. 3.8 Распределение интенсивности для случая обычного микроскопа (верхний рисунок) и конфокального микроскопа (нижний рисунок). Максимум интенсивности тусклого объекта в 200 раз меньше, чем интенсивность яркого [1].

Распределение интенсивности вдоль оптической оси для конфокального микроскопа определяется выражением

$$P_{\text{conf}}(\xi, 0) \approx \left(\frac{\sin(\xi/4)}{\xi/4} \right)^4 \quad (3.16)$$

Тогда пользуясь критерием Релея получим разрешение вдоль оптической оси

$$\Delta z_{\text{conf}} = 1.5 \frac{\lambda}{n \sin^2 \theta} = 1.5 \frac{n\lambda}{NA^2} = 6\lambda' \left(\frac{F}{D} \right)^2 \quad (3.17)$$

Здесь важно отметить, что не следует путать разрешение вдоль оптической оси и глубину фокуса в обычном микроскопе. Обычно глубина фокуса в сотни раз превышает разрешение вдоль оптической оси.

Влияние диафрагмы в фокальной плоскости.

Один из параметров, который никак не фигурировал в данном выше описании - это размер диафрагм в фокальной плоскости облучающей и собирающей линз. Отметим, что при анализе мы молчаливо предполагали источник точечным и именно в этом предположении получили функцию размытия точки (PSF) для обычного и конфокального микроскопа. Полученные PSF описывают свойства объективной линзы, а изображение диафрагмы в плоскости объекта определяет, свет из каких областей регистрируется фотодетектором. Очевидно, однако, что уменьшение размера диафрагмы приводит к уменьшению количества проходящего света, увеличивает уровень шума и, в конечном

итоге, может свести на нет все достигнутые преимущества по контрастности. Таким образом, стоит вопрос об оптимальном выборе размера диафрагмы и разумном компромиссе.

Диафрагма с отверстием меньше размера пятна Эйри просто приводит к потере интенсивности и никак не влияет на разрешение. Диафрагма размером в одно пятно Эйри позволяет по максимуму использовать разрешающую способность объективной линзы. Однако размер диафрагмы примерно в 3-5 раза больше пятна Эйри представляется наиболее подходящим компромиссом. Следует понимать, что обсуждаемый здесь размер имеет смысл размера изображения в плоскости объекта, а поэтому реальный размер отверстия в диафрагме зависит от увеличения линзы. В частности, при использовании 100-кратной линзы диафрагма с отверстием 1 мм будет спроецирована в плоскость объекта в круг радиусом 10 мкм.

Для того, чтобы учесть наличие диафрагмы математически и построить новую функцию распределения интенсивности, следует выполнить свертку

$$P(\rho, \xi) = p \otimes S = \int p(\rho - \rho_s, \xi) S(\rho_s, \varphi_s) \rho_s d\varphi_s d\rho_s \quad (3.18)$$

а для конфокального микроскопа уже полученную функцию $P(\rho, \xi)$ умножить на $p(\rho, \xi)$. Результирующее распределение интенсивности для случая диафрагмы с размером 5 пятен Эйри приведено на рис. 4.

$$p5(\xi, \rho) = \text{psf}(\xi, \rho) \otimes \text{Circ}(5)$$

where $\text{Circ}(5) = 5 \text{ resel pinhole}$

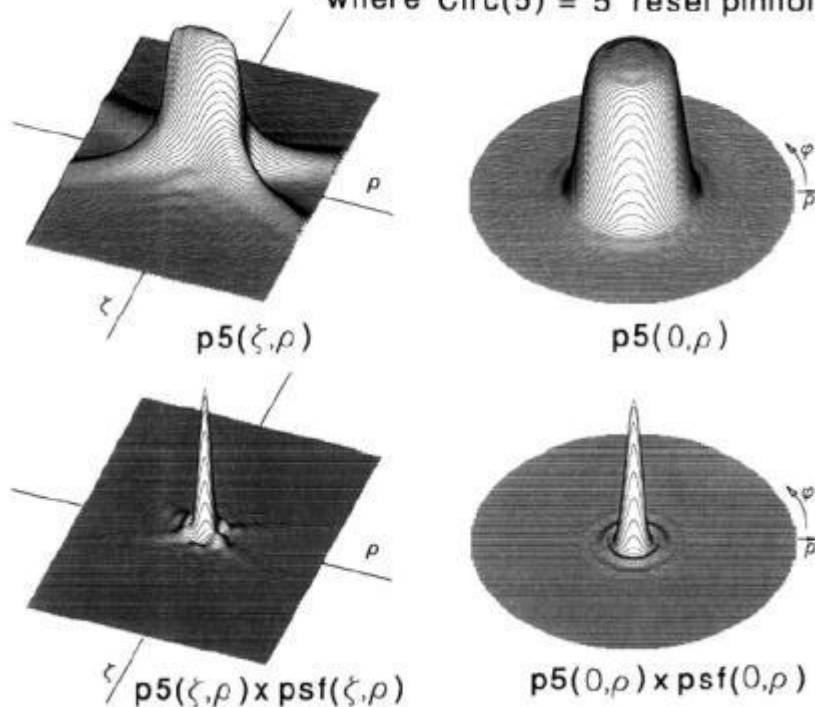


Рис. 3.9. Функции размытия точки для обычного микроскопа с диафрагмой размером 5 пятен Эйри (верхние рисунки) и для конфокального микроскопа (нижние рисунки)

Выводы.

Конфокальная микроскопия обеспечивает увеличение контраста изображения за счет применения подсветки сфокусированной объективной линзой в область анализа и размещения диафрагмы в плоскости наблюдения перед фотодетектором. Такое увеличение контрастности приводит к возможности разрешения объектов, имеющих разницу в интенсивности до 200:1.

В конфокальной микроскопии несколько улучшается разрешение в плоскости объекта (в 1.5 раза) и достигается высокое разрешение вдоль оптической оси.

Платой за полученные улучшения является необходимость применения схем сканирования, либо путем перемещения образца, либо путем перестройки оптической системы. Применение сканирования позволяет увеличить поле зрения по сравнению с обычными оптическими микроскопами.

3.3. Сканирующая ближнеполюсная оптическая микроскопия (СБОМ)

Традиционные методы получения оптических изображений объектов имеют существенные ограничения, связанные с дифракцией света. Одним из основополагающих законов оптики является существование так называемого дифракционного предела, который устанавливает минимальный размер R объекта, изображение которого может быть построено оптической системой при использовании света с длиной волны λ :

$$R \approx \frac{\lambda}{2n} \quad (3.19)$$

где n – показатель преломления среды. Для оптического диапазона длин волн предельный размер составляет величину порядка 200–300 нм.

В ближнеполюсной оптической микроскопии используются другие принципы построения изображения объекта, которые позволяют преодолеть трудности, связанные с дифракцией света, и реализовать пространственное разрешение на уровне 10 нм и лучше. Ближнеполюсный оптический микроскоп (БОМ) был изобретен Дитером Полем (лаборатория фирмы ИВМ, г. Цюрих, Швейцария) в 1982 году сразу вслед за изобретением туннельного микроскопа. В основе работы данного прибора используется явление прохождения света через субволновые диафрагмы (отверстия с диаметром много меньше длины волны падающего излучения).

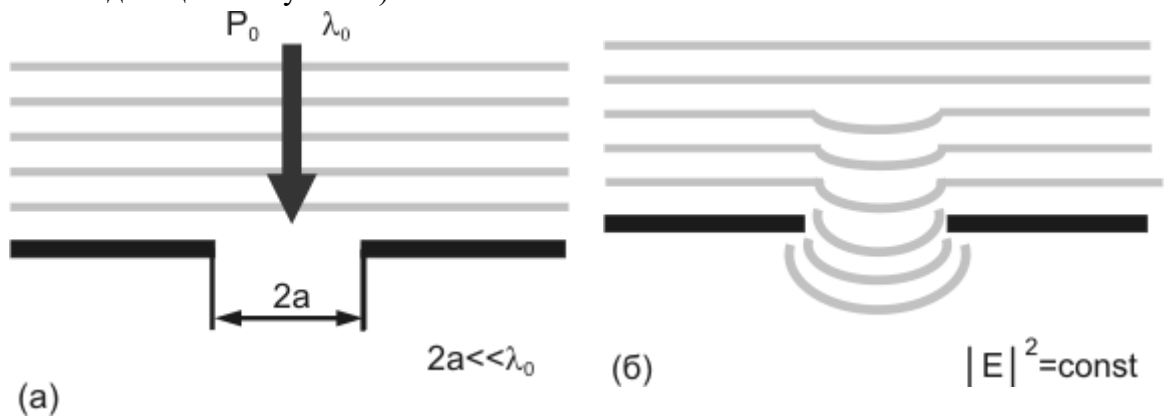


Рис. 3.10а. Прохождение света через отверстие в экране с субволновой интенсивности оптического излучения в области субволнового отверстия.

При прохождении света через субволновое отверстие наблюдается ряд особенностей. Электромагнитное поле в области диафрагмы имеет сложную структуру.

Непосредственно за отверстием на расстояниях $Z < 100 \text{ \AA}$ располагается так называемая ближняя зона, в которой электромагнитное поле существует, в основном, в виде эванесцентных (не распространяющихся) мод, локализованных вблизи поверхности диафрагмы. В области расстояний $Z > 100 \text{ \AA}$ располагается дальняя зона, в которой

наблюдаются лишь излучательные моды. Мощность излучения за субволновой диафрагмой в дальней зоне может быть оценена по следующей формуле:

$$P_{\text{tr}} = \frac{128}{47\pi} k^4 a^6 W_0 \quad (3.20)$$

где k – волновой вектор, W_0 – плотность мощности падающего излучения.

Оценки показывают, что для излучения с длиной волны порядка 500 нм и диафрагмы с отверстием ~ 5 нм мощность излучения в дальней зоне составляет по порядку величин 10⁻¹⁰ от мощности падающего излучения. Поэтому, на первый взгляд, кажется, что использование малых отверстий для построения растровых оптических изображений исследуемых образцов практически невозможно. Однако, если поместить исследуемый объект непосредственно за отверстием в ближней зоне, то вследствие взаимодействия эванесцентных мод с образцом часть энергии электромагнитного поля переходит в излучательные моды, интенсивность которых может быть зарегистрирована оптическим фотоприемником.

Таким образом, ближнепольное изображение формируется при сканировании исследуемого образца диафрагмой с субволновым отверстием и регистрируется в виде распределения интенсивности оптического излучения в зависимости от положения диафрагмы $I(x, y)$. Контраст на БОМ изображениях определяется процессами отражения, преломления, поглощения и рассеяния света, которые, в свою очередь, зависят от локальных оптических свойств образца.

Выводы.

Ближнепольное изображение формируется при сканировании исследуемого образца диафрагмой с субволновым отверстием и регистрируется в виде распределения интенсивности оптического излучения в зависимости от положения диафрагмы.

3.4. Методы контроля тонкопленочных структур с субнанометровым разрешением – Фурье- спектроскопия

В этом разделе рассмотрен метод регистрации оптических спектров, использующий запись интерферограммы с последующим преобразованием Фурье. Показано преимущество этого метода перед традиционным разложением в спектры с применением диспергирующих элементов. Рассмотрены принципы построения фурье-спектрометров, специфика обработки данных и применения фурье-спектроскопии.

Со времен Ньютона оптическая спектроскопия всегда была одним из самых информативных методов исследования вещества. За прошедшее время существенно модернизированы способы регистрации излучения. Однако принципы построения спектральных приборов до середины XX века практически не менялись. Большинство приборов традиционно строили по одной и той же схеме: излучение фокусируется на входную щель прибора, прошедшее излучение параллельным пучком направляется на диспергирующий элемент (долгое время это была призма, в XX веке она стала заменяться на дифракционную решетку) и после фокусировки на выходной щели излучение регистрируется каким-либо приемником излучения. Одновременно развивались интерференционные методы исследования – они обеспечивали более высокое спектральное разрешение, но, как правило, могли быть использованы только для узкого круга специальных задач.

Во второй половине XX века началось бурное развитие интерференционной спектроскопии с преобразованием Фурье [1]. Широкое распространение этого метода определилось развитием вычислительной техники, поскольку, как будет видно,

вычислительная машина является необходимым элементом современного фурье-спектрометра. Такие спектрометры обеспечили резкое повышение спектрального разрешения, информативности и скорости получения информации по сравнению с другими оптическими спектрометрами, за исключением, быть может, лазерных. Мы не будем рассматривать лазерные методы исследования: хотя их возможности часто превосходят возможности классической оптической спектроскопии, они пока недостаточно универсальны.

Принцип работы

Принцип работы фурье-спектрометра можно понять из рис. 3.11, на котором представлена схема прибора, собранного с использованием наиболее популярной схемы интерферометра Майкельсона. Параллельный пучок излучения 1 падает на светоделительную пластину, после чего одна половина света 2 (отраженная) попадает на одно плоское зеркало, а другая (2') (прошедшая) – на другое плоское зеркало. После отражения от зеркал пучки 3, 3' снова делятся на светоделителе пополам, одна половина уходит обратно, а другая (4, 4') направляется на приемник излучения.

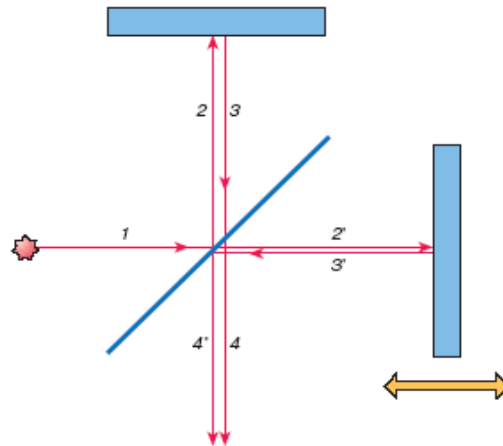


Рис. 3.11 Схема интерферометра Майкельсона

Из различных частотных шкал выберем такую, в которой в качестве частоты используется величина, обратная длине волны ($\nu = \lambda^{-1}$, обычно эта величина называется волновым числом). Предположим, что мы освещаем интерферометр монохроматическим источником излучения с частотой ν_0 . Тогда в зависимости от оптической разности хода x между пучками, отраженными от разных зеркал, из-за интерференции волн вышедшее из интерферометра излучение будет либо усиливаться, либо ослабляться. При движении одного из зеркал освещенность приемника $B(x)$, а значит, и регистрируемый сигнал будут меняться синусоидально:

$$B(x) = \frac{1}{2}B_0[1 + \cos\omega_0x], \quad (3.21)$$

где $\omega_0 = 2\pi\nu_0$. Будем называть сигнал $B(x)$ интерферограммой.

Пусть движущееся зеркало проходит некоторое расстояние от начального положения, которое примем равным $-L$, до конечного положения $+L$. Преобразуем переменную составляющую интерферограммы $B(x)$ следующим образом ($\omega = 2\pi\nu$):

$$B(\omega, L) = \frac{B_0}{2\pi} \int_{-L}^L \cos\omega_0x \cdot \cos\omega x dx. \quad (3.22)$$

Поскольку

$$\cos\alpha \cdot \cos\beta = \frac{1}{2}[\cos(\alpha + \beta) + \cos(\alpha - \beta)], \quad (3.23)$$

интеграл $B(\omega, L)$ сводится к следующему выражению:

$$B(\omega, L) = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{\sin(\omega - \omega_0)L}{(\omega - \omega_0)} + \frac{\sin(\omega + \omega_0)L}{(\omega + \omega_0)} \right]. \quad (3.24)$$

Первое слагаемое функции $B(\omega, L)$ при $\omega = 0$ и некотором заданном L представлено на рис. 2. В целом же при достаточно большом L функция $B(\omega, L)$ будет иметь вид весьма узких пиков (линий) при частотах ω_0 и $-\omega_0$.

Вторая из этих линий, расположенная в отрицательной области частот, не имеет практического значения, так что второе слагаемое можно опустить. Как и следовало ожидать, для монохроматического излучения при $L \rightarrow \infty$ в спектре получается бесконечно узкая линия на частоте ν_0 .

Рассмотренное преобразование при $L \rightarrow \infty$ носит название преобразования Фурье, а функция, получаемая в результате преобразования при конечной разности хода L , определяемой условиями эксперимента, называется аппаратной функцией фурье-спектрометра.

Если в спектре излучения представлена совокупность линий, каждая из них даст синусоидальный сигнал при изменении расстояния x , в результате получим интерферограмму $B(x)$, которую для расчета спектра также следует подвергнуть преобразованию Фурье:

$$B(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[B(x) - \frac{1}{2}B(0) \right] \cos \omega x dx. \quad (3.25)$$

Как сказано выше, аппаратной функцией прибора называется наблюдаемое распределение спектральной интенсивности на выходе прибора, если в него попадает строго монохроматическое излучение. Ширина аппаратной функции может быть принята за предел разрешающей способности прибора, то есть за то минимальное расстояние между спектральными линиями, которые прибор воспринимает как отдельные. Аппаратная функция представлена на рис. 2. Такая функция не очень удобна, ибо имеет глубокие побочные минимумы, что при регистрации спектра может привести к сильным искажениям формы близко расположенных линий. Во избежание искажений при обработке интерферограммы применяют математический прием, который носит название аподизации: интерферограмму умножают на некоторую, например треугольную, функцию $\Lambda(x) = 1 - |x| / L$. В результате аппаратная функция прибора уширяется, но ее форма значительно улучшается (см. рис. 3.12). Если используется треугольная аподизация, форма аппаратной функции фурье-спектрометра такая же, как и у прибора с дифракционной решеткой.

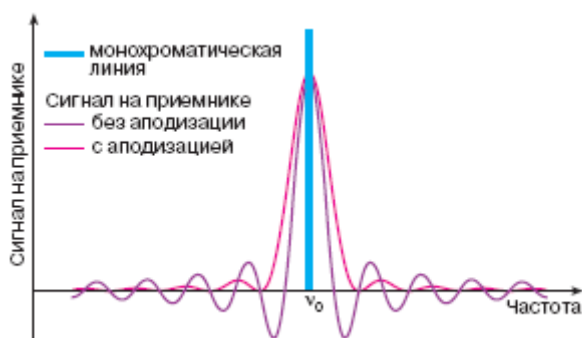


Рис 3.12 Аппаратная функция Фурье-спектрометра: сиреневая кривая–без аподизации, красная с треугольной аподизацией.

Ширина аппаратной функции определяет разрешающую способность прибора. При треугольной аподизации она равна приблизительно L^{-1} . Таким образом, разрешающая способность фурье-спектрометров, как и других оптических приборов, ограничивается максимальной разностью хода лучей. Для приборов с призмой эта величина задается размером основания

призмы, для приборов с дифракционной решеткой она определяется размером решетки.

Преимущества Фурье спектроскопии

Преимущества фурье-спектроскопии перед другими спектроскопическими методами, использующими разложение в спектр, определяются прежде всего энергетическими выигрышами, получившими название выигрыша Жакино и выигрыша Фелжетта.

Первый состоит в том, что у фурье-спектрометров входное отверстие гораздо больше, чем у дисперсионных приборов, свет в которые попадает через узкую входную щель. Этот выигрыш виден из сравнения входных частей систем, изображенных на рис. 3, он может достигать до сотен раз.

Второй выигрыш (Фелжетта) связан с тем, что в обычных спектрометрах регистрируется каждый спектральный интервал поочередно, в то время как в фурьеспектрометрах время регистрации каждого спектрального интервала равно времени регистрации всего спектра. Выигрыш Фелжетта пропорционален M , где M – число разрешаемых интервалов в зарегистрированном спектре. Причину его возникновения можно понять из сравнения выходных частей систем на рис. 3, а его величина также достигает сотен раз. Оба фактора вместе могут давать выигрыш в величине регистрируемой энергии в четыре порядка.

Существенным преимуществом метода является также отсутствие ограничений в спектральном разрешении за счет размеров оптических элементов. Трудно ожидать, что размеры дифракционных решеток или тем

более призм будут больше 50 см. Таким образом, естественным пределом разрешения приборов, использующих пространственную дисперсию, является величина $0,02 \text{ см}^{-1}$. В то же время уже сейчас налажен серийный

промышленный выпуск фурье-спектрометров с разрешением до $0,002 \text{ см}^{-1}$.

Поскольку фурье-спектрометры не требуют очень узких входных и выходных щелей, требования к созданию оптических схем без aberrаций при их конструкции сильно снижаются. По этой причине становится возможным создание оптических схем с большим отношением диаметра объектива к его фокусу (относительным отверстием), обычно $1 : 3$, что делает такие приборы более компактными по сравнению со щелевыми. Такое преимущество оказывается тем более важным, что для обеспечения максимально

широкого спектрального диапазона в спектральных приборах обычно применяется зеркальная оптика, для которой безабберационные схемы создавать труднее, чем при использовании линз.

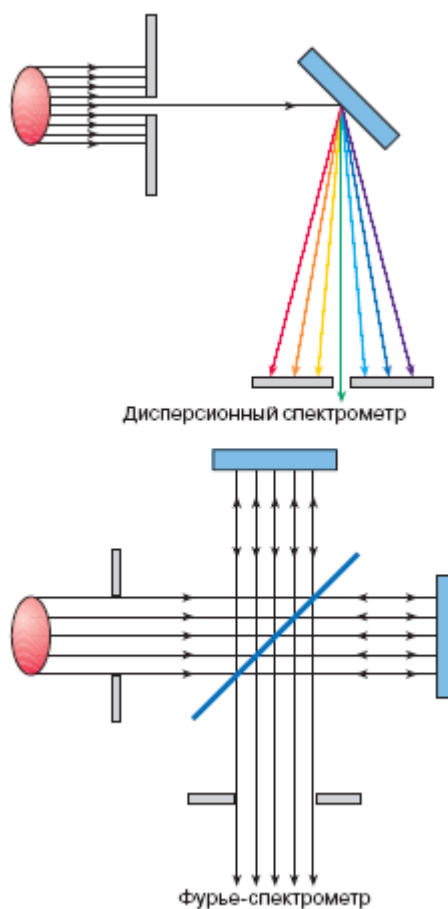


Рис.3.13 Иллюстрация выигрышей Жакино и Фелжетта

Конструкция Фурье-спектрометров

Типичная оптическая схема фурье-спектрометра использует интерферометр Майкельсона (рис. 3.14). Прошедший через входную диафрагму свет падает на коллиматорное зеркало и параллельным пучком направляется на светоделитель. Светоделитель обычно представляет собой прозрачную плоскопараллельную пластину с покрытием.

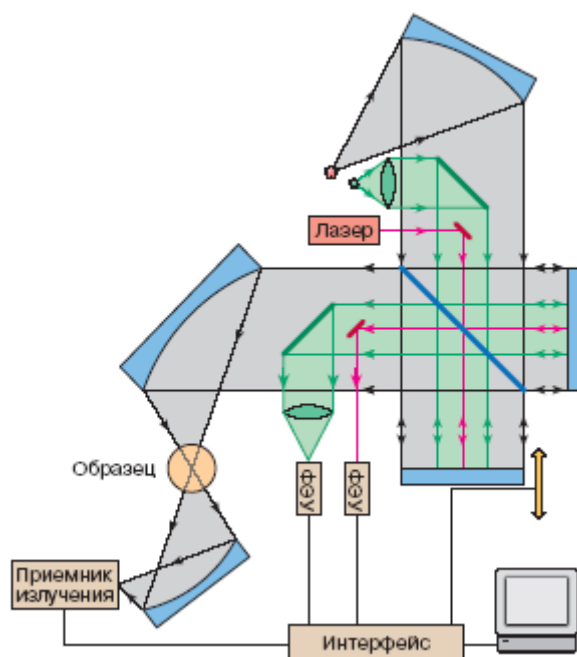


Рис.3.14 Общая схема Фурье-спектрометра

Идеальный светоделитель должен отражать и пропускать ровно по 50% света и не иметь поглощения во всей спектральной области работы прибора. Отклонение от этого требования снижает эффективность его работы. Однако реализовать такое требование очень трудно особенно в инфракрасной области спектра, где длина волны меняется в десятки раз. Поэтому в фурье-спектрометрах используют сменные светоделители. Область работы каждого светоделителя бывает достаточно широкой: она обычно допускает пятикратное изменение длины волны, что гораздо больше, чем для призм или дифракционных решеток. В области низких частот, когда длина волны превышает 25 мкм (микроволновая область), в качестве светоделителей используют полимерные пленки.

После светоделителя прошедший и отраженный пучки попадают на отражающие зеркала, требования к качеству и стабильности которых в интерферометрах очень высоки: их поверхность не должна отклоняться от идеальной более чем на $1/20$ длины волны, отвечающей коротковолновой границе работы прибора. В последнее время вместо плоских пластин стали использовать тетраэдрические отражатели, составленные из трех взаимно перпендикулярных пластин. Такая конструкция позволила снизить требование к стабильности, поскольку для тетраэдрического отражателя падающий и отраженный лучи остаются параллельными при его наклонах.

Выходящее из интерферометра излучение фокусируется зеркальным объективом в месте, куда помещается образец, если исследуются спектры поглощения. После этого свет фокусируется на приемнике излучения.

Важным элементом оптической схемы является система измерения разности хода между зеркалами интерферометра (на рис. 4 обозначена красным цветом).

Для этой цели в него вводится излучение одноцветного лазера (обычно это лазер He-Ne), которое в прецизионных приборах дополнительно стабилизируется. После прохождения через интерферометр монохроматический пучок генерирует при движении зеркала синусоидальный сигнал на специальном приемнике. Период синусоиды равен длине волны лазерного излучения λ_{las} . Этот сигнал после преобразования используется в создании командных импульсов для считывания показаний с приемника излучения в приемно-усилительной системе интерферометра при смещении подвижного зеркала на расстояние, равное λ_{las} или кратное этой величине. Благодаря такой системе фурье-спектрометр становится прибором с высокой точностью измерений частот спектральных

линий, причем точность определяется точностью определения частоты генерации опорного лазера.

Иногда в схему встраивается еще один интерферометр – интерферометр белого света (обозначен на рис. 3.14 зеленым). Он используется для определения нулевой разности хода между зеркалами. Дело в том, что для излучения с широким спектральным составом при нулевой разности хода световые колебания всех частот при сложении пучков на выходе интерферометра будут иметь одну и ту же фазу в разных пучках и в этом случае будут складываться амплитуды световых колебаний.

Если разность хода велика, разности фаз колебаний для разных частот будут практически случайными и тогда складываются энергии волн с разными частотами, что дает вдвое меньшую освещенность на приемнике излучения, чем в случае сложения амплитуд. По этой причине при перемещении подвижного зеркала в сигнале с приемника интерферометра белого света при нулевой разности хода возникает резкий пик, по максимуму которого положение нулевой разности хода определяется очень точно.

РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРА

Разрешающая способность, полученная в спектре, зарегистрированном на фурье-спектрометре, определяется разностью хода L . Оказывается, однако, что разность хода можно делать сколь угодно большой только при достаточно малом входном отверстии. При конечном размере входной диафрагмы после отражения от коллиматора возникают пучки, непараллельные строго оптической оси прибора. Из-за разного наклона разность хода для таких пучков оказывается немного различной, что приводит к уширению аппаратной функции прибора.

Чтобы ослабить этот эффект, приходится уменьшать входную диафрагму, однако уменьшение диафрагмы приводит к уменьшению сигнала и, следовательно, к ухудшению отношения сигнал/шум в спектре. На практике часто именно минимально возможная диафрагма и определяет спектральное разрешение.

Таким образом, реальное предельное разрешение фурье-спектрометров очень часто определяется энергетическими условиями: яркостью источника излучения, светосилой, чувствительностью приемника излучения и т.п. В современных приборах высокого класса, снабженных стандартными источниками излучения для измерения спектров поглощения, предельное разрешение составляет около $0,002 \text{ см}^{-1}$.

Обработка интерферограмм

Необходимость существенной математической обработки выходных данных интерферометра (преобразование Фурье) для получения спектра сделала ЭВМ неотъемлемым элементом прибора. Долгое время возможности ЭВМ (объем памяти и быстродействие) ограничивали возможности фурье-спектрометров. Однако в середине 60-х годов начали использовать алгоритм быстрого фурье-преобразования Кули–Тьюки (см. [1]). Хотя его использование и наложило отпечаток на методы регистрации и требования к интерферограммам, алгоритм ускорил вычисления спектров в тысячи раз. Благодаря алгоритму быстрого фурье-преобразования, а также развитию вычислительной техники в настоящее время расчеты, связанные с преобразованием Фурье, можно выполнять на персональных компьютерах даже для спектров, содержащих сотни тысяч точек.

Существенным моментом в обработке интерферограмм является определение положения подвижного зеркала, отвечающего нулевой разности хода, если мы имеем дело с односторонней интерферограммой (ход от 0 до L). Ошибка в определении нулевой разности хода, составляющая более 10% шага (а сама величина шага может равняться долям микрона), вызывает заметное искажение аппаратной функции, приводя к ее асимметрии, что крайне нежелательно при исследовании формы узких спектральных

линий. При регистрации двусторонних интерферограмм (ход от $-L$ до L) этих ошибок не возникает, однако такой режим требует большего времени регистрации интерферограммы и механического перемещения зеркала на вдвое большее расстояние. Поэтому, как правило, нулевую разность хода определяют либо по интерферометру белого света, либо из анализа формы центральной части интерферограммы, которая зарегистрирована как односторонняя (от 0 до L), но с небольшим захватом отрицательных смещений подвижного зеркала.

Использование Фурье-спектроскопии.

Наиболее активно методы фурье-спектроскопии используют при проведении исследований в инфракрасной области, где их преимущества могут быть реализованы в полной мере. При работе в видимой области наиболее чувствительным приемником излучения является фотоумножитель, для которого уровень шумов зависит от величины сигнала, что сводит на нет выигрыш Фелжетта. В инфракрасной области это не так, поэтому именно здесь в фурье-спектроскопии достигнута максимальная разрешающая способность: $R > 10^6$.

Такого разрешения оказалось достаточно, чтобы зарегистрировать без существенных искажений линии молекулярных газов при предельно низких давлениях в видимой и почти во всей инфракрасной области. Следовательно, при использовании фурье-спектроскопии спектральное разрешение фактически определяется уже не использованной аппаратурой, а природой изучаемых объектов. Благодаря высокому разрешению, а также предоставляемой возможности измерений спектров значительной протяженности фурье-спектроскопия обеспечила существенное продвижение в исследовании колебательно-вращательных спектров молекулярных газов. Дело в том, что колебательно-вращательные полосы молекулярных газов часто состоят из сотен и/или даже тысяч линий, и только фурье-спектроскопия позволила проводить их исследования в полной мере.

Возможности фурье-спектроскопии позволили с успехом применить ее для газового анализа, и в первую очередь для анализа состава атмосферы как Земли, так и других планет.

В качестве примера таких исследований можно привести эксперименты, которые проводятся международной группой исследователей [2]. В одном из последних экспериментов на научно-исследовательском корабле "Polarstern", который пересек Атлантику с севера на юг летом 1996 года, был установлен мобильный фурье-спектрометр высокого разрешения "Bruker HR 120M". Во время этого плавания были зарегистрированы и проанализированы спектры поглощения солнечной радиации (в том числе и отраженной от Луны), обусловленные атмосферными примесями, со спектральным разрешением $0,005 \text{ см}^{-1}$. Среди этих примесей были замечены молекулы CO , C_2H_2 , CH_2O , OCS , HCN , HCl , HF , HNO_3 , NO_2 , ClONO_2 , COF_2 . Такое исследование позволило восстановить широтное распределение.

примесей. Так, например, оказалось, что распределение CO равномерно, а концентрация HF на экваторе минимальна и заметно возрастает к полюсам.

Группа итальянских исследователей с помощью фурье-спектрометра, установленного на стратостате, изучила микроволновые спектры испускания атмосферы с разрешением $0,0025 \text{ см}^{-1}$. Им удалось зарегистрировать линии и определить содержание таких малых компонент атмосферы, как атомарный кислород, HF , HCN , OH , NO_2 , H_2O_2 , HCl , HOCl , HBr . Аналогичное исследование, но с использованием фурье-спектрометра, установленного на спутнике, и с регистрацией солнечного излучения провела группа американских ученых в рамках эксперимента "ATMOS".

Сразу после возникновения фурье-спектроскопии ее методы были использованы для астрофизических исследований. По спектрам планет Марса, Венеры, Юпитера был определен состав их верхних атмосфер, были изучены также спектры некоторых звезд [3].

При работе с жидкостями и твердыми телами обычно не требуется высокого спектрального разрешения. В этих случаях оказываются полезными высокая производительность метода (время регистрации спектра может быть меньше секунды) и значительная величина отношения сигнал/шум в полученных спектрах. Последнее позволяет работать с малопрозрачными объектами, например проводить спектральный анализ пыли, осевшей на воздушных фильтрах, или по спектрам фрагментов древесины определять состав атмосферы и условия, в которых находилось дерево в разные периоды своей жизни.

Высокая чувствительность метода позволяет использовать световоды для передачи информации от объекта к прибору, что дает возможность изучать объекты, находящиеся в сотнях метров от спектральной лаборатории.

Подводя итоги, следует отметить, что в настоящее время методы фурье-спектроскопии полностью вытеснили дисперсионные (с применением призм или дифракционных решеток) в исследованиях, которые проводятся в инфракрасной области, поскольку именно здесь их преимущества реализуются в полной мере. Переход от обычных методов к фурье-спектроскопии позволил существенно увеличить спектральное разрешение, а если этого не требуется, при том же самом качестве спектров позволил существенно увеличить скорость регистрации и отношение сигнал/шум. Именно поэтому фурье спектроскопия теперь используется даже для рутинных измерений.

3.5. Акустическая микроскопия

Микроскопия акустическая — совокупность методов визуализации микроструктуры и формы малых объектов с помощью ультразвуковых - и гиперзвуковых волн. Она включает в себя также методы измерения локальных характеристик упругих и вязких свойств объекта и их распределений по его поверхности или внутри объёма. М. а. основана на том, что УЗ-волны, прошедшие, отражённые или рассеянные отд. участками объекта, имеют различные . характеристики (амплитуду, фазу и др.) в зависимости от локальных вязкоупругих свойств образца. Эти различия позволяют методами визуализации звуковых полей получать акустических. изображения на экране дисплея. В зависимости от способа преобразования акустических. полей в видимое изображение. Различают сканирующую лазерную М. а. и сканирующую растровую М. а.

Сканирующая лазерная М. а. представляет собой разновидность голографии акустической для визуализации малых объектов. При облучении плоской УЗ-волной объекта, помещённого в жидкость, фронт волны после прохождения образца искажается из-за неоднородных фазовых задержек, а амплитуда изменяется в соответствии с неоднородностью коэффициентов отражения и поглощения в объекте. Прошедшая волна падает на свободную поверхность жидкости и создаёт на ней поверхностный рельеф, соответствующий акустическое. изображению объекта. Рельеф считывается световым лучом и воспроизводится на экране дисплея.

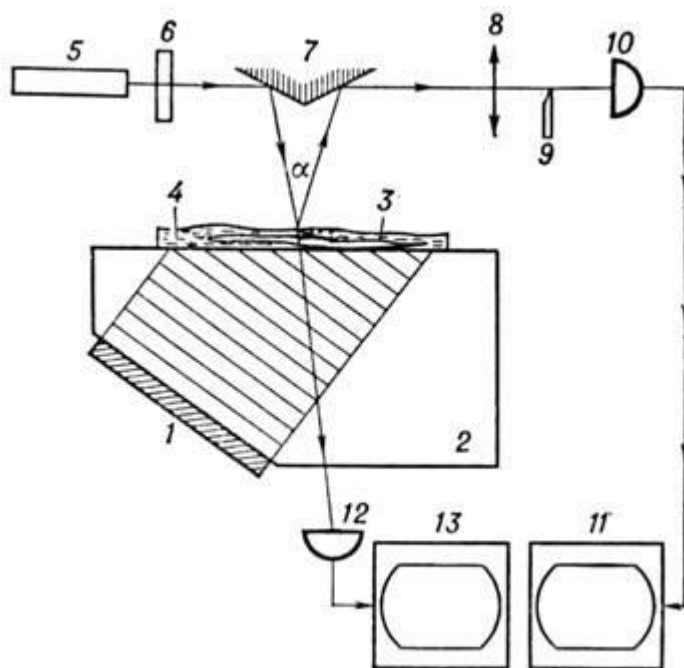


Рис. 3.15. Принципиальная схема сканирующего лазерного акустического микроскопа.

Этот метод реализуется в лазерном акустическом микроскопе (рис. 1), где УЗ-пучок, излучаемый преобразователем 1, через звукопровод 2 падает на объект 3, помещённый в иммерсионную жидкость 4, и после прохождения объекта создаёт на границе жидкости рельеф. На поверхность жидкости нанесена полупрозрачная плёнка, которая деформируется вместе с поверхностью. Луч лазера 5 с помощью сканирующего устройства 6 и зеркала 7 перемещается по поверхности плёнки, частично отражаясь от неё. Угол отражения α меняется от точки к точке в соответствии с рельефом, создаваемым акустической волной. Отражённый луч, пройдя зеркало 7 и линзу 8, падает на оптический нож 9, преобразующий угловую модуляцию в амплитудную, и регистрируется фотоприёмником 10. Видимое акустическое изображение возникает на экране дисплея 11, развёртка которого синхронизирована с движением лазерного луча, а яркость управляется сигналом с фотоприёмника. Для сравнения одновременно на другом дисплее 13 получается оптическое изображение объекта за счёт регистрации фотоприёмником 12 прошедшего лазерного луча.

Используемый в сканирующей лазерной М. а. способ визуализации не позволяет получать высокие разрешения. Лазерные акустические микроскопы работают на частотах вплоть до нескольких сотен МГц и дают разрешение до 10 мкм. Одно из достоинств лазерного акустического микроскопа - возможность одновременно получать оптическое и акустическое изображения и сравнивать их. Для количественных измерений в лазерной сканирующей М. а. используются те же методы, что и в обычной акустической голографии, например, метод интерферограмм.

В сканирующей растровой М. а. сфокусированный УЗ-пучок перемещается по объекту, изображение которого воссоздаётся по точкам в виде раstra. Фокусированная волна, падая на образец, частично отражается от объекта, частично поглощается и рассеивается в нём, а частично проходит через него. Принимая ту или иную часть излучения, можно судить об акустических свойствах образца в области, размеры которой определяются размерами фокального пятна. В акустическом микроскопе (рис. 2) пучок плоских УЗ-волн, излучаемых пьезоэлектрическим преобразователем 1, фокусируется акустической линзой 2, которая представляет собой сферическое углубление на границе раздела звукопровода 3 и иммерсионной жидкости 4.

Образец 5 помещается вблизи фокальной плоскости линзы и перемещается параллельно ей по двум осям с помощью механического сканирующего устройства 6. УЗ-излучение после взаимодействия с объектом собирается приёмной акустической линзой 7 на приёмном пьезоэлектрическом преобразователе 8. Электрический сигнал с преобразователя управляет яркостью электронного луча, развёртка которого синхронизована с движением образца при его сканировании. В результате на экране дисплея 9 возникает акустическое изображение, которое определяется распределением по образцу его физ. свойств (упругости, плотности, вязкости, толщины, анизотропии и ДР).

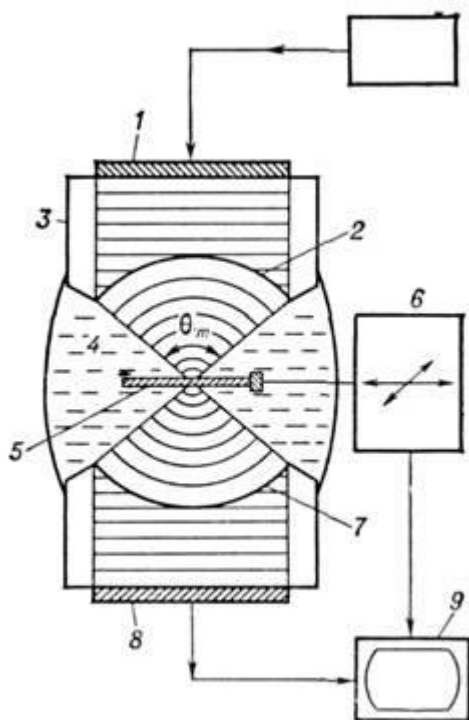


Рис. 3.16. Принципиальная схема сканирующего акустического микроскопа для режима "на прохождение".

В зависимости от того, какая часть излучения после взаимодействия с объектом регистрируется, различают акустические микроскопы "на отражение", "на прохождение", "тёмного поля". Выходной сигнал формируется лишь теми лучами, которые проходят через фокус приёмной линзы 7 в иммерсионной жидкости (реальный или мнимый) и соответственно после преломления на её поверхности падают на преобразователь по нормали. Поэтому для получения изображения в прошедших лучах используется т. н. конфокальная система - пара акустических линз, фокусы которых совмещены, как показано на рис. 2. В режиме "на отражение" одна и та же линза используется как для получения фокусированного пучка, так и для приёма УЗ-волн. Акустическое изображение в режиме "тёмного поля" создаётся лучами, рассеянными объектом; для его получения приёмную линзу в конфокальной системе отклоняют от акустической оси системы так, чтобы она собирала рассеянные лучи. Ещё один режим работы акустического микроскопа - нелинейный - можно осуществить, если принимать акустическое излучение не на основной частоте возбуждаемого звукового пучка, а на её гармониках.

Звукопроводы акустических линз изготавливаются из материалов с высокой скоростью продольных акустических волн (сапфир Al_2O_3 , кварц и др.), в качестве иммерсионных жидкостей используются вода, жидкий гелий, жидкие металлы (ртуть, галлий и др.), некоторые органические жидкости. Показатели преломления n на границах раздела таких сред достигают значительных величин; так, для системы вода - сапфир $n = 7,4$. Для того чтобы уменьшить потери на поглощение звука в иммерсионной жидкости и

улучшить разрешение, используются линзы с малыми радиусами кривизны (вплоть до сотен и десятков микрон для гиперзвуковых частот) и большими углами раскрытия θ_m (обычно $\theta_m \sim 100^\circ - 120^\circ$). Вследствие большой разницы скоростей распространения в звукопроводе и в иммерсионной жидкости абберации в линзовых системах акустических микроскопов малы даже при больших θ_m . Структура фокуса определяется дифракц. эффектами, и размеры фокальной области оказываются порядка длины УЗ-волны λ . Разрешение акустического микроскопа, характеризуемое радиусом фокального пятна $a = 0,61 c/f \cdot \sin(\theta_m/2)$, зависит от частоты f , на которой микроскоп работает. В диапазоне частот от 50 МГц до 3 ГГц разрешение в акустических микроскопах, использующих в качестве иммерсии воду (скорость звука $c \approx 1,5 \cdot 10^5$ см/с), меняется от 20 до 0,5 мкм, конкурируя на высоких частотах с разрешением оптических микроскопов. Использование в качестве иммерсии сверхтекучего гелия при температурах ниже $0,2^\circ\text{K}$ ($c \approx 0,24 \times 10^5$ см/с) существенно улучшает разрешение микроскопа: уже на частоте 2 ГГц оно составляет около 90 НМ.

Контраст акустических изображений определяется вариациями различных физико-механических свойств материала и геометрических параметров образца в зависимости от режима работы микроскопа. Режим "на отражение" обычно используется для изучения поверхности и поверхностного слоя у хорошо отражающих твёрдых тел (кристаллов, шлифов минералов и сплавов и др.). При отражении сходящегося пучка с достаточно большим углом раскрытия θ_m в жидкости помимо зеркально отражённых лучей распространяются также лучи, возникающие в результате возбуждения падающим пучком на границе раздела вытекающих поверхностных волн и боковых волн (волн в твёрдом теле, распространяющихся вдоль границы раздела и переизлучающихся в жидкость). В большинстве материалов скорость распространения поперечных акустических волн заметно больше скорости звука в иммерсионной жидкости, и для них основную роль играют эффекты, связанные с вытекающими волнами Релея, которые возбуждаются УЗ-волнами, падающими на границу раздела под т. н. рэлеевским углом $\theta_R = \arcsin(c/c_R)$, где c_R - скорость рэлеевской волны на свободной поверхности образца (рис. 3). При распространении вдоль границы раздела возбужденная волна переизлучается обратно в жидкость под углом φ_R в виде семейства лучей, исходящих из разл. точек поверхности раздела.

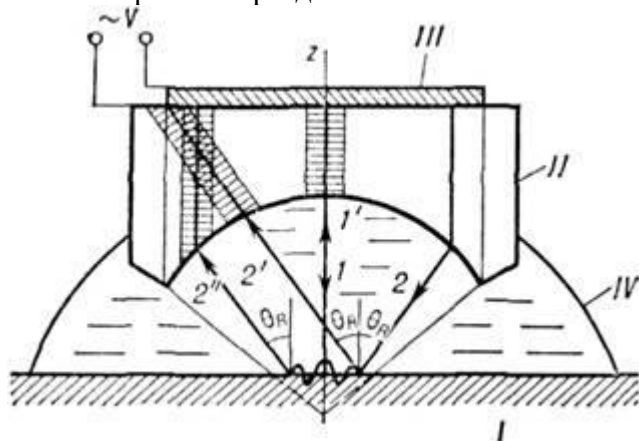


Рис. 3.17 Ход лучей в сканирующем акустическом микроскопе "на отражение".

Поверхность объекта I смещена из фокальной плоскости микроскопа в сторону линзы II. $1'$ и 1 - падающий и отражённый параксиальные лучи; 2 - луч, падающий на поверхность объекта под рэлеевским углом φ_R ; $2'$ - луч, зеркально отражённый под

углом $\theta_R: 2''$ - луч, переизлучённый под углом θ_R в иммерсионную жидкость IV в результате образования вытекающей рэлеевской волны. Сигнал на преобразователе создаётся лучами $1' 2''$.

Когда поверхность образца I помещается в фокальную плоскость акустической линзы II , выходной сигнал на преобразователе III формируется только лучами, зеркально отражёнными от поверхности образца. Акустическое изображение передаёт распределение на поверхности образца коэф. отражения, интегрального по углу падения. Из-за большой разницы волновых сопротивлений I и иммерсионной жидкости IV коэф. отражения близок к единице даже при значительных изменениях упругих свойств образца, и контраст акустических изображений слабый. Для улучшения контраста исследуемую поверхность смещают из фокальной плоскости по направлению к линзе. При её смещении выходное электрическое напряжение V на преобразователе возникает как интерференция сигналов, создаваемых параксиальным отражённым лучом $1'$ и лучом $2''$, переизлучённым вытекающей рэлеевской волной и проходящим через мнимый фокус в иммерсионной жидкости (рис. 3). Акустические пути, проходимые лучами $1'$ и $2''$, различны, и выходное напряжение V при движении объекта вдоль акустической оси линзы будет меняться периодически, образуя ярко выраженные максимумы и минимумы (рис. 4) при положит. смещениях z (когда объект приближается к линзе). Расстояние Δz между соседними минимумами (максимумами) не зависит от номера минимума, а определяется только величиной скорости рэлеевских волн на поверхности исследуемого материала:

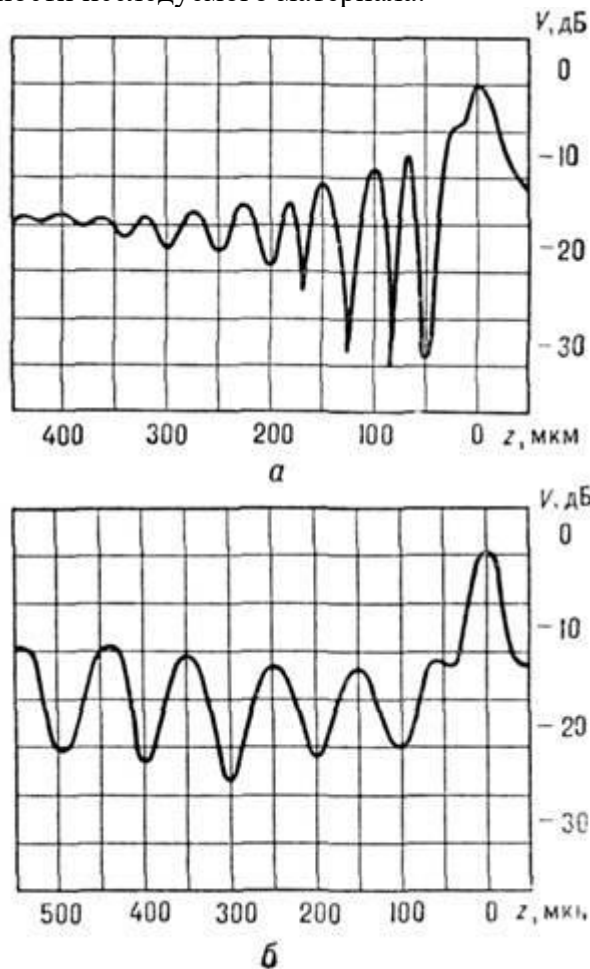


Рис. 3.18. $V(z)$ -характеристика для α - кварца Y-среза (а) и сапфира Z-среза (б) с водой в качестве иммерсионной жидкости.

$$\Delta z = \frac{1}{2} \frac{c_R}{f} \frac{1 + \cos \theta_R}{\sin \theta_R}.$$

Зависимость F от z определяется акустическими свойствами материала образца, поэтому она получила назв. $V(z)$ характеристики материала или его акустической сигнатуры. Подбором смещения z можно получить высокий акустический контраст даже при небольших изменениях упругих параметров в образце ценой, однако, уменьшения разрешающей силы микроскопа.

Поскольку в формировании выходного сигнала в микроскопе при работе "на отражение" участвуют вытекающие рэлеевские волны, акустических. изображения передают структуру не только самой поверхности образца, но и приповерхностного слоя, толщина которого определяется глубиной проникновения рэлеевской волны в образец.

Благодаря этому с помощью отражательной М. а. можно изучать многослойные плёнки и др. слоистые системы, визуализировать подповерхностные дефекты и микротрещины и др. Визуализация внутренней структуры образца на больших глубинах затруднена эффектами отражения и преломления на его границе. Вследствие отражения лишь малая часть падающего излучения проходит внутрь образца, а структура прошедшего пучка оказывается искажённой эффектами преломления: в образце возникает нескольких сходящихся пучков, образованных упругими волнами различных поляризаций (в изотропном образце - продольными и поперечными волнами), причём эти пучки имеют значительные, абберации за счёт изменения хода лучей при преломлении. Однако использование в качестве иммерсии жидкостей с большими волновыми сопротивлениями и скоростями звука (напр., жидкого галлия) позволяет уменьшить потери на отражение и абберации и получить акустического изображения внутренней структуры образца как в продольных, так и в поперечных лучах.

Для визуализации тонких плоских образцов (плёнок, пластинок, срезов биол. тканей и др.) используется М. а. "на прохождение". Толщины образцов в этом случае ограничены величиной межлинзового расстояния в конфокальной системе, поглощением и абберациями фокусированно. УЗ-пучка в образце и обычно не превышают нескольких. десятков длин волн на рабочей частоте микроскопа. Контраст акустических изображений для объектов с акустическими. характеристиками, близкими к характеристикам иммерсии (напр., биол. объекты в воде), создаётся не только локальными вариациями поглощения и рассеяния в образце, но и неоднородным распределением скорости звука по образцу, поскольку лучи в сходящемся пучке, идущие под различными углами к оси пучка, проходят в образце разные пути и приходят на приёмный преобразователь с различными фазами. Поэтому сигнал на выходе оказывается зависящим от локальной скорости звука в образце.

М. а. позволяет непосредственно наблюдать микроструктуру объекта, распределение его упругих и вязких свойств. М. а. используется для получения изображений оптически непрозрачных объектов или, наоборот, прозрачных объектов с незначительным оптическим контрастом.

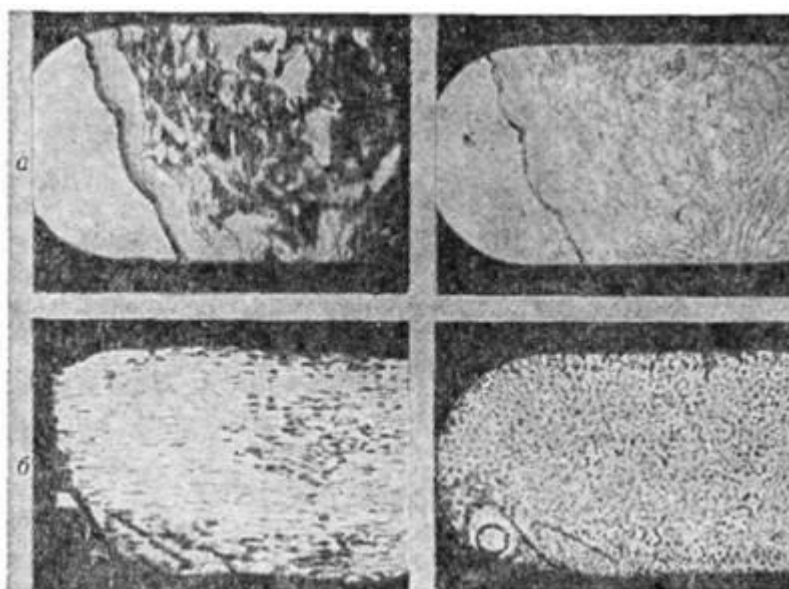


Рис. 3.19. Акустические (слева) и оптические (справа) изображения биологических образцов: поперечный срез дермы человека (а) и срез печени мыши (б).

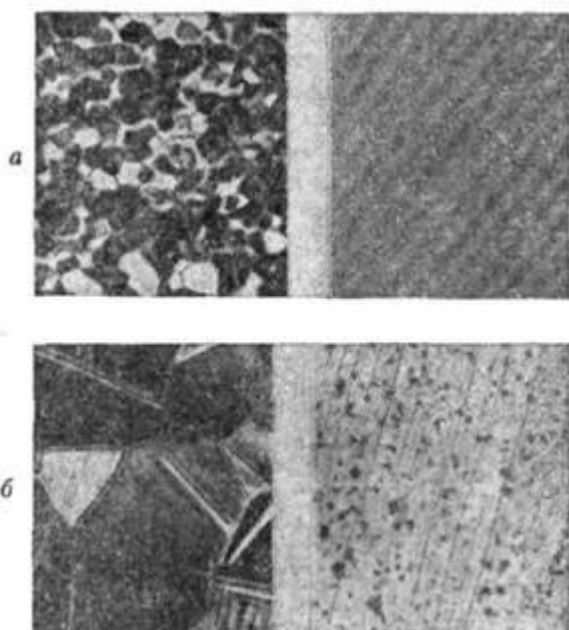
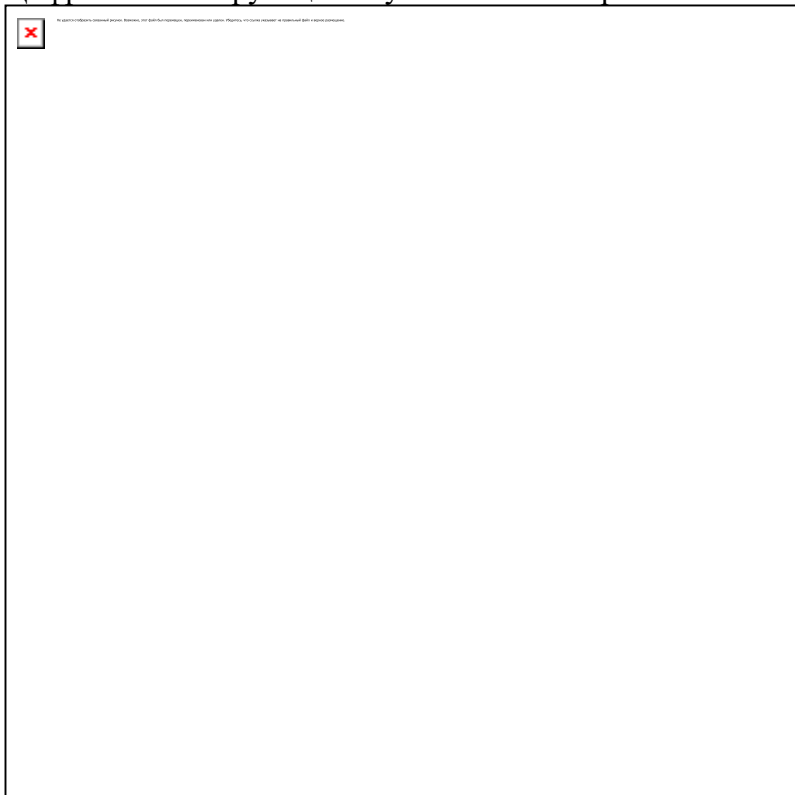


Рис. 3.20. Акустические (слева) и оптические (справа) изображения образцов: а - керамики (увеличение $350\times$); б - аустенита (увеличение $250\times$) контроля изделий микроэлектроники; в биологии и медицине - для прижизненного изучения тканей и клеток и др.

Во многих случаях получение акустических изображений, в отличие от оптических, не требует специальных методов приготовления образцов [для биол. объектов - фиксации и окрашивания (рис. 5), для минералов и сплавов - травления (рис. 6) и др.] и позволяет непосредственно наблюдать динамику физических, физ-хим. и биол. процессов в образцах. М. а. применяется в материаловедении для изучения структуры минералов, сплавов и кристаллов, а также плёнок и различных покрытий; для неразрушающего М. а. используется также для количественных измерений локальных модулей упругости материалов. Методом $V(z)$ -характеристик в акустических микроскопах "на отражение"

измеряется локальная скорость рэлеевской волны в изотропных твёрдых телах. Измерения $V(z)$ -характеристик с помощью цилиндрической акустической линзы позволяют определять скорости распространения поверхностных волн по различным направлениям в анизотропных материалах и тем самым характеризовать локальную анизотропию этих материалов.

Цифровой сканирующий акустический микроскоп высокого разрешения D9500



Цифрой акустический сканирующий микроскоп высокого разрешения D9500 предназначен для осуществления операции неразрушающего контроля и объемной визуальной инспекции изделий микроэлектроники. Благодаря использованию ультразвука становится возможным инспекция однородных материалов, корпусов с высокой толщиной стенок.

Пригоден как для производственных целей (контроль качества компонентов микроэлектроники), так и для научно-исследовательских работ.

Используя функции автоматизированного мультифокусного томографического получения изображений, можно получить полную картину устройства во всех его объемных точках, создать трехмерную модель изделия и в автоматическом режиме производить поиски диагностику вероятных дефектов.

Широкий спектр режимов сканирования позволяет получать изображения микроструктуры компонентов вдоль любых заданных поверхностей или их наборов.

Система управления на базе ОС Windows XP, дружелюбный графический интерфейс и удобное исполнение обеспечивают оптимальные условия работы.

- Рабочая область: 305 x 305 мм
- Повторяемость по каждой из координатных осей: ± 5 мкм
- Сбалансированный виброзащищенный механизм сканирования
- Система сканирования Very High Res™ с разрешением до 63 Мпикс
- Широкозонный генератор 500МГц
- Возможность использования УЗ-преобразователей с номинальными частотами от 5 до 300 МГц
- Возможность работы по сети (опция)
- Акустическая ширина сканирования: 95Дб, шаг: 0,5Дб

Области применения: [Ультразвуковой контроль](#)

Сканирующий акустический микроскоп высокого разрешения FACTS2 C-SAM

FACTS2™ C-SAM® - это ультрасовременное решение для автоматического контроля качества электронных изделий и производственных процессов с помощью высокоскоростного получения акустических микроизображений высокого разрешения.

Процесс сканирования в системе FACTS2™ полностью автоматизирован и требует минимальных действий от оператора. Система может совместно использоваться с транспортирующим устройством для обеспечения сканирования без участия оператора.

Характеристики

- Преобразователь Sonoscan Waterfall™ обеспечивает без иммерсионное сканирование, которое минимизирует возможность загрязнения; поступление жидкости на исследуемый компонент
- Возможность использования системы как автономно, так и встраивание её в линию
- Автоматический анализ данных корпуса позволяет предварительно определить критерий годен/негоден и автоматически отображать бракованные изделия
- Технология TurboSpeed™ обеспечивает сверхбыстрое (в 2,5 раза быстрее, чем предыдущая технология) получение акустических микроизображений с высоким разрешением на высоких частотах
- Дополнительно поставляемый вакуумный держатель обеспечивает крепление маленьких деталей и исключает их смещение во время процесса сканирования для достижения наивысшего качества изображения
- четырёх ступенчатое устройство для быстрой и эффективной сушки компонентов, после процесса сканирования

Безиммерсионное сканирование

Минимальное время контакта между исследуемым изделием и жидкостью, обеспечивающий акустический контакт

Вакуумный держатель для маленьких изделий

Использует запатентованную компанией Sonoscan технологию, которая позволяет крепить маленькие детали FACTS2™ проводит автоматическую инспекцию до 10 000 интегральных схем/час. Инспекция до 35 JEDEC лотков с ИС в одной партии или инспекция лотков по частям, как процесс, включённый в общий технологический маршрут.

FACTS2™ также позволяет сканировать многослойную керамику, flip chip («перевёрнутые» кристаллы), многослойные структуры в корпусах и другие компоненты.

Оборудованный сенсором транспортёр, и направляющий рельс отправляют каждый лоток в сканирующую камеру.

После инспекции лотки сушатся и укладываются в стопу или направляются на следующий технологический этап. Система FACTS2™ обеспечивает точное определение скрытых внутренних дефектов, включая пустоты, деляминацию, трещины. Результаты сканирования отображаются в виде микроакустических изображений и сводных таблиц с данными. В зависимости от стандартов качества некритичные микродефекты могут сортироваться по разным категориям.

Области применения:

3.5. Эллипсометрические методы контроля тонкопленочных структур с субнанометровым разрешением

Физические принципы метода. Эллипсометрическая аппаратура. Применение эллипсометрии в научных исследованиях и в технологиях.

Современные тенденции в развитии тонкопленочных технологий и полупроводниковой индустрии неизбежно ведут к уменьшению характерных размеров создаваемых структур [1]. Это предъявляет повышенные требования к аналитическим средствам контроля параметров слоистых структур в процессе их производства: состава слоев, кристаллического совершенства материалов и в первую очередь их геометрических характеристик – толщин слоев. Существует обширный арсенал методов такого контроля: оже-спектроскопия, дифракция медленных и быстрых электронов, рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия, атомно-силовая микроскопия и другие. Особое место в этом ряду занимает эллипсометрия (например, [2, 3]). Это оптический метод, основанный на анализе состояния поляризации отраженного от образца света. Он используется для исследования физико-химических свойств поверхности, ее морфологии, для измерения толщин многослойных структур и характеристики оптических свойств тонких пленок. Ряд существенных достоинств этого метода делают его крайне привлекательным. Перечислим только некоторые из них:

Прежде всего это его универсальность. Оптические константы (показатели преломления n и поглощения k), которые, в конечном счете, и определяют результат эллипсометрических измерений, есть фундаментальные характеристики вещества. Любое внешнее воздействие приводит, как правило, к изменению оптических свойств измеряемого объекта. Поэтому с помощью метода эллипсометрии можно характеризовать широкий спектр физических параметров: состав композиционных соединений, плотность инородных нановключений, структурное совершенство материала, качество границ раздела; регистрировать изменения, обусловленные изменением температуры или воздействием электрических, магнитных, механических полей и многое другое. При этом, в отличие, например, от дифракции электронов, эллипсометрия одинаково хорошо применима как к кристаллическим веществам, так и к аморфным. Можно еще добавить, что эллипсометрические измерения имеют высокую чувствительность: к изменению показателя преломления она составляет $\sim 1 \cdot 10^{-3}$, а к изменению толщины пленки достигает долей монослоя. При оптимизации условий эксперимента приведенные здесь значения могут быть улучшены на порядок.

Еще одно важное свойство метода – это неразрушающее и невозмущающее воздействие измерений. Энергия зондирующих фотонов составляет всего несколько электрон-вольт. Их воздействие на исследуемую структуру пренебрежимо мало по сравнению, например, с электронным пучком, где энергия электронов на 3-4 порядка выше. Это делает возможным использование эллипсометрии для таких деликатных химических соединений, как белки, и даже для живых объектов в микробиологии. Глубина проникновения света зависит от поглощения материала и составляет, как правило, около сотни нанометров. Именно с такой глубины «считывается» вся полезная информация о структуре. Поэтому нет необходимости проводить послойное удаление материала, тем самым разрушая образец, чтобы измерить параметры глубинных слоев или делать его профилирование. Нужно только правильно расшифровать полученную информацию.

Как правило, использование тех или иных измерительных средств накладывает определенные ограничения как на исследуемые образцы, так и на условия, при которых

проходят измерения (например, зачастую измерения проводятся в вакууме). Многие методы предполагают препарирование образцов перед измерениями. Иногда эти требования вступают в противоречие с технологическими условиями. В этом отношении эллипсометрия выглядит более чем непритязательной. Свет одинаково хорошо распространяется как в вакууме, так и в воздухе или в любой прозрачной среде, даже если эта среда агрессивная. Исследуемый образец не нужно специально готовить к измерениям.

Тем самым проявляется еще одно качество этого метода – экспрессность. Весь цикл измерений, включая размещение образца на предметном столике, занимает считанные секунды. Слабые требования к условиям измерения, а также бесконтактность и высокое быстродействие делают метод очень технологичным и позволяют использовать его для контроля непосредственно в процессе создания структур или при изучении различного рода физических воздействий в реальном времени, т.е. *in situ*.

Возникновение метода эллипсометрии восходит к работам Пауля Друде конца XIX века [4-6], где были сформулированы основные принципы эллипсометрии и отражение поляризованного света использовалось для измерения оптических констант металлов. Вплоть до середины прошлого столетия метод оставался мало востребованным. Толчок в его развитии был связан с потребностями интенсивно развивающейся в то время полупроводниковой микроэлектроники. Потребовался простой, доступный и надежный метод для прецизионного контроля толщины диэлектрических слоев полупроводниковых структур, и эллипсометрия как нельзя лучше удовлетворяла всем этим требованиям. Более того, оказалось, что возможности, заложенные в физических принципах метода, гораздо шире и позволяют не только измерять толщины слоев, но и характеризовать их физико-химические свойства, а также исследовать достаточно тонкие процессы на поверхности.

С этого началось интенсивное развитие эллипсометрии. Оно было обусловлено еще двумя обстоятельствами: появлением источников направленного монохроматического излучения – лазеров и широким распространением быстродействующей вычислительной техники. Последнее обстоятельство позволило облегчить процедуру интерпретации измерений, существенно расширить рамки модельных представлений при описании исследуемых структур и тем самым перейти к изучению более сложных объектов. Развитие метода шло по нескольким взаимосвязанным направлениям. Прежде всего, это разработка его аппаратного обеспечения: создание эллипсометров широкого спектрального диапазона, быстродействующих лазерных эллипсометров, а также специализированных приборов с узко функциональными возможностями.

Параллельно этому шло развитие методических основ, разработка моделей для интерпретации эллипсометрических измерений, создание алгоритмов и методов численного решения эллипсометрических задач. Это, в свою очередь, привело к распространению метода эллипсометрии из микроэлектроники в другие области знаний: физику твердого тела, физику поверхности, материаловедение, технологию оптических покрытий, химию полимеров и электрохимию, биологию, медицину и др.

ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ МЕТОДА

Суть метода поясняется 3.21

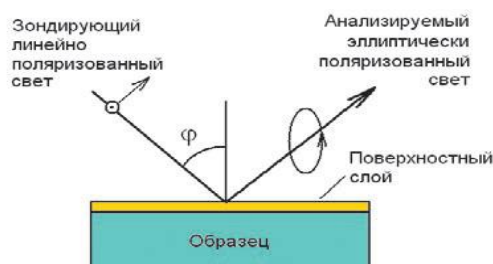


Рис.3.21 Схема, поясняющая принцип эллипсометрических измерений. Падающий линейно поляризованный свет после отражения от образца становится эллиптически поляризованным

На исследуемый образец падает плоско поляризованная волна, которая после отражения становится в общем случае эллиптически поляризованной. Параметры эллипса поляризации, т.е. ориентация его осей и эксцентриситет, определяются оптическими свойствами отражающей структуры и углом падения света. В эксперименте измеряется отношение комплексных коэффициентов отражения для двух типов поляризации световой волны: в плоскости падения (p) и перпендикулярно к ней (s). Это отношение принято выражать через эллипсометрические параметры Δ и ψ , которые характеризуют относительное изменение амплитуд для p- и s-поляризаций и сдвиг фаз между ними:

$$\operatorname{tg} \psi \cdot e^{i\Delta} = \frac{R_p}{R_s}. \quad (3.1)$$

Эллипсометрические измерения оказываются более информативными, чем фотометрические, так как одновременно измеряются сразу две величины: амплитудный параметр ψ и фазовый – Δ . Поэтому из уравнения (3.1) можно определить любые два параметра модели, описывающей коэффициенты отражения R_p и R_s .

Последние зависят от оптических свойств исследуемой структуры, а также от угла падения света и длины волны. Если количество параметров, подлежащих определению, больше двух, то можно провести измерения при нескольких углах падения света (многоугольная эллипсометрия) или при сканировании длины волны света (спектральная эллипсометрия) и тем самым увеличить число уравнений.

Эллипсометрический эксперимент предполагает последовательное выполнение следующих шагов:

- проведение необходимого количества измерений (определение левой части уравнений вида (1));
- выбор адекватной оптической модели, описывающей отражающие свойства исследуемого образца (моделирование правой части уравнения (3.1));
- численное решение системы уравнений и определение искомых параметров модели;
- интерпретация полученных численных результатов на языке физических характеристик исследуемого объекта.

Существующие на сегодняшний день модели позволяют рассчитать коэффициенты отражения многослойных и неоднородных по толщине структур, гетерогенных слоев, состоящих из смеси нескольких компонентов, описать отражение от шероховатых поверхностей и островковых пленок. В результате такого комплексного подхода удается проводить неразрушающий оперативный контроль достаточно сложных слоистых наноструктур.

ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА

Существует большое разнообразие оптических схем эллипсометров – приборов для измерения эллипсометрических параметров [2, 3, 7-10]. В основе всех этих измерений лежит преобразование поляризации света оптическими линейными элементами – поляризационными призмами и фазосдвигающими устройствами.

Суть измерений можно пояснить с помощью схемы на рис. 3.22.

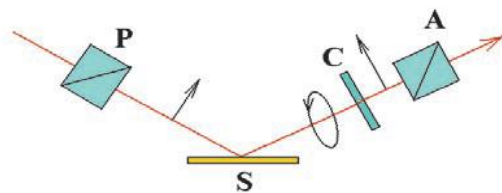


Рис.3.22 Схема эллипсометрических измерений. P – поляризатор, S – отражающая поверхность, C – компенсатор (фазосдвигающий элемент), A – анализатор

Монохроматический пучок света, излучаемый источником, проходит через поляризационную призму (поляризатор P) и приобретает линейную поляризацию.

После отражения от исследуемой поверхности S поляризация света становится эллиптической. Параметры этого эллипса анализируются с помощью фазосдвигающей пластинки (компенсатора C) и второй поляризационной призмы (анализатора A). При некоторых азимутальных положениях оптических элементов световой пучок полностью гасится, и фотоприемник регистрирует нулевой сигнал. Определяя экспериментально эти положения, измеряют эллипсометрические параметры.

Это принцип работы нулевого эллипсометра. Можно зафиксировать два из этих элементов, а третий вращать с постоянной угловой скоростью (например, анализатор). Амплитуды Фурье-компонент сигнала, снимаемого с фотоприемника, также позволяют рассчитать эллипсометрические параметры Δ и ψ . Это принцип работы фотометрического эллипсометра. Можно разделить световой пучок, отраженный от образца, на отдельные поляризованные компоненты и измерять интенсивность каждой из них. Тогда вообще не потребуется азимутального вращения элементов, и можно добиться высокого быстродействия. Это – статическая фотометрическая схема измерений.

По функциональным возможностям коммерчески доступные эллипсометры можно условно разделить на несколько классов. Прежде всего, это спектральные эллипсометры, позволяющие проводить измерения в оптическом диапазоне от ближнего ИК вплоть до вакуумного ультрафиолета. Основная область применения таких приборов – научные исследования.

Это, прежде всего, измерение спектров оптических постоянных и спектральных характеристик различных материалов [11- 19], анализ неоднородных и слоистых структур [20-22], характеристика сверхчистой поверхности [23, 24]. Как правило, работа со спектральными эллипсометрами предполагает высокую квалификацию пользователя как в области проводимых исследований, так и в части интерпретации результатов эллипсометрического эксперимента.

Другой класс аппаратуры – лазерные быстродействующие эллипсометры. Эти приборы используются не только в научных исследованиях, но и в высокотехнологичном производстве в качестве инструмента контроля [25]. Простота в эксплуатации позволяет работать на них персоналу средней квалификации. Иногда такие эллипсометры, встроенные в технологическую линейку, используются как индикаторы, сигнализирующие об отклонении технологического процесса и позволяющие отбраковывать некондиционную продукцию.

Высокое быстродействие лазерных эллипсометров находит широкое применение также при исследовании кинетики быстропротекающих процессов [26, 27].

Для проведения локальных измерений на поверхности и исследования микрообъектов изготавливается аппаратура, с размером зондирующего пятна несколько микрон. В автоматическом режиме за короткое время с помощью такого прибора можно сделать картирование физических характеристик по поверхности исследуемого образца.

В ИФП СО РАН эллипсометрическая тематика начала развиваться с 1967 г. В течение многих лет Институт регулярно проводил всесоюзные конференции по эллипсометрии, труды которых выходили в издательстве «Наука» [28-31]. За 40-летний период были достигнуты значительные успехи в решении ряда методических проблем в области практического применения эллипсометрии для исследования полупроводниковых структур и для технологического контроля.

В течение всего этого периода велись работы по созданию образцов эллипсометрической аппаратуры, удовлетворяющих широким потребностям научного эксперимента и промышленного контроля. На сегодняшний день в ИФП разработаны и выпускаются эллипсометры всех перечисленных выше классов [32-35]. В основе этих приборов лежит оригинальная статическая оптическая схема [36, 37]. Главные ее достоинства – отсутствие вращающихся элементов и модуляторов, высокое быстродействие и высокая чувствительность.

Спектральный эллипсометр, выпускаемый уже несколько лет и постоянно совершенствуемый, представлен на *рис. 3.23*.

Эллипсометр позволяет проводить измерения в спектральном диапазоне от 250 до 1000 нм за несколько секунд. Для этой цели специально был разработан быстродействующий монохроматор, обеспечивающий развертку спектра в этом диапазоне за 2 сек. Минимальный шаг сканирования составляет 0.5 нм. В качестве источника света в эллипсометре используется высокостабильная ксеноновая или галогенная лампа. Источник света с монохроматором располагается поблизости от эллипсометра, а свет в плечо поляризатора заводится через кварцевое оптоволокно.



Рис.3.23 Внешний вид спектрального эллипсометра: он состоит из блока осветителя и измерительного блока, соединенных оптоволоконном.

Эллипсометр снабжен предметным столиком, позволяющим перемещать образец по двум горизонтальным координатам в диапазоне 0-25 мм и в вертикальной плоскости, а также регулировать его наклон. Гониометр с механизмом подъема плеч позволяет менять угол падения света на образец для выбора наиболее оптимальных условий измерения. Еще одно удобство этого прибора – USB интерфейс, через который он взаимодействует с компьютером. Это обеспечивает высокую надежность, удобство и универсальность.

Современный эллипсометр немислим без развитого программного обеспечения. Данный прибор снабжен компьютерной программой, работающей в среде Windows XP. Программа позволяет реализовать различные режимы измерения, проводить анализ и моделирование измеренных данных, а именно, вычислять толщины пленочных структур,

определять дисперсионные зависимости оптических констант новых материалов по формулам Коши, Селмейера, ФорохиБлумера [38]; рассчитывать состав композиционных материалов по модели эффективной среды Бругемана, Максвелла-Гарнета, Лоренц-Лоренца [39]; определять градиент распределения свойств материала по толщине. Программа также включает обширную базу данных по оптическим константам современных материалов.

Лазерный эллипсомер имеет похожий внешний вид, но без блока осветителя. В качестве источника света в нем используется He Ne лазер, который смонтирован прямо на плече поляризатора. Газовый лазер дает стабильное узконаправленное монохроматическое излучение высокой мощности с высоким отношением сигнал/шум. Это, в свою очередь, обеспечивает высокую точность измерения за очень малое время. Поскольку в данном эллипсомере используется та же статическая фотометрическая схема без вращающихся элементов и модуляции сигнала, то время измерения определяется только временем накопления и оцифровки сигналов для достижения требуемой точности. Минимальное время измерения в приборе – 40 микросекунд, а оптимальное время, при котором достигается чувствительность измерений поляризационных углов на уровне 0.003° , составляет 1 миллисекунду. Такие характеристики обеспечивают измерения толщин и оптических параметров пленочных структур с высокой точностью в реальном времени, позволяют исследовать высокоскоростные кинетические процессы адсорбции/десорбции, нагрева и т.п. Для этих целей модифицированная версия как спектрального, так и лазерного эллипсометров может быть установлена на технологические или исследовательские вакуумные камеры для проведения *in situ* измерений.

Для проведения микроизмерений в ИФП СО РАН разработан лазерный сканирующий эллипсомер высокого пространственного разрешения МИКРОСКАН.



Рис. 3.24 Анализирующий блок эллипсометра, смонтированный на высоковакуумной установке эпитаксии фоточувствительных слоев кадмий-ртуть-теллур



Рис. 3.25 Сканирующий лазерный эллипсомер МИКРОСКАН позволяет проводить локальные измерения и осуществлять картирование свойств поверхности по площади образца

Он снабжен микрооптикой для фокусировки лазерного пучка в пятно размером 10 мкм, 20^x микроскопом/ автоколлиматором для визуальной настройки образца и двухкоординатным сканирующим столиком для перемещения образца в процессе измерений по двум координатам в пределах 0-150 мм. Измерения проводятся в автоматическом режиме в процессе сканирования исследуемой поверхности, и их результаты отображаются в реальном времени в виде топограммы измеряемой характеристики или в виде трехмерного ее изображения.

В МИКРОСКАНЕ также проявились достоинства статической схемы. Сканирующие измерения проводятся в режиме «нон-стоп», т.е. сигналы читаются непрерывно с интервалом 1 миллисекунда в процессе движения столика и согласовываются с текущей координатой. Это открывает широкие возможности для создания промышленных эллипсометрических установок для быстрого картирования шайб размером 200 и 300 мм.

Применение эллипсометрии в научных исследованиях и в технологиях

Применение эллипсометрии для решения всевозможных задач в различных областях знаний представляет собой обширную тему, и ей посвящены специальные обзоры [40-44]. Некоторое представление об этом вопросе можно получить из приведенной *таблицы*.

Даже при беглом взгляде обращает на себя внимание широкий спектр прикладных задач, решаемых с использованием метода в таких разных областях, которые никак не связаны друг с другом. Общим во всех приведенных примерах является наличие тонкопленочных структур нанометровой толщины, которые и являются предметом исследования эллипсометрии. Проводя классификацию, все примеры можно разделить на две части: научные исследования и диагностика технологических процессов.

ТАБЛИЦА 1	
Область знаний	Примеры применения
Физика твердого тела	Изучение энергетической зонной структуры
Физика полупроводников, микро- и нанoeлектроника	
Физика поверхности	Исследования атомарно-чистой поверхности и сверхструктурных переходов; исследования адсорбционно-десорбционных процессов; характеристика морфологии поверхности
Технология полупроводниковых структур и материалов	Контроль толщины подзатворного диэлектрика в технологии МДП транзисторов; контроль процессов эпитаксии: толщины и скорости роста слоев, их структурного совершенства и химического состава, качества межфазных границ; измерение температуры в условиях сверхвысокого вакуума; диагностика финишной стадии ионно-плазменного травления слоев
Оптика и оптические технологии	Контроль толщины и спектров оптических параметров многослойных интерференционных покрытий; диагностика слоев с градиентными свойствами; контроль качества обработки оптических поверхностей; измерение констант пьезо-, магнито- и электрооптических эффектов
Электрохимия	Изучение процессов роста – растворения анодных оксидов; коррозия металлов
Органическая химия	Исследования структурных превращений в полимерных материалах; исследования пленок Лэнгмюра-Блоджетт
Биология и медицина	Исследования свертываемости крови; исследования адсорбции белков и иммунологических реакций, иммунологические тест
Офтальмология	Исследования оптических свойств глазных сред
Космонавтика	Изучение воздействия околоземного пространства на конструкции летательных аппаратов и приборы; космическое материаловедение

В ИФП СО РАН накоплен богатый опыт использования эллипсометрии как для решения научных проблем, так и в задачах прикладного характера. Ниже представлены примеры применения эллипсометрии для решения широкого класса таких задач. Все измерения выполнены с помощью эллипсометрической аппаратуры, разработанной в ИФП и представленной в предыдущем разделе.

Одно из перспективных направлений современной нанoeлектроники базируется на применении структур «кремний на изоляторе» (КНИ) в технологии создания интегральных схем. Эллипсометрия использовалась для контроля толщины и характеристики свойств отсеченного слоя кремния в КНИ структурах при пошаговом его утонении путем окисления [45]. На *рис. 6* показаны измеренные спектры $\Psi(\lambda)$, $\Delta(\lambda)$ и восстановленные параметры исследуемой структуры Si/SiO₂/Si/SiO₂ для трех последовательных шагов утонения. Оптические спектры отсеченного слоя моделировались как смесь аморфной и кристаллической фазы. Используя эллипсометрический контроль, удается уменьшить толщину слоя Si вплоть до нескольких нанометров. При этом из полученных спектров следует, что, начиная с толщины 3 нм, дальнейшее ее уменьшение сопровождается исчезновением кристаллической структуры кремния и появлением аморфной фазы. В дополнение к представленным результатам эллипсометрические измерения позволяют качественно характеризовать степень размытия межфазных границ Si-SiO₂.

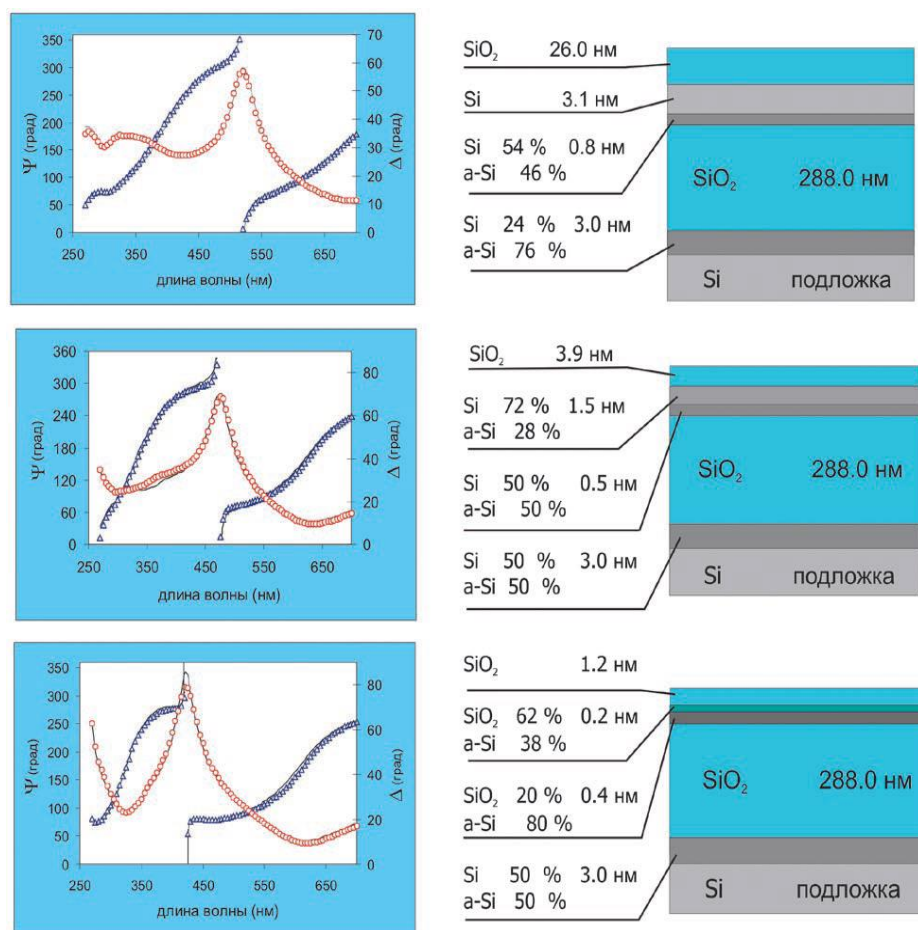


Рис. 3.26 Результаты спектроскопических измерений (кружки и треугольники) и структуры, рассчитанные по результатам этих измерений.

1 шаг: после утонения верхнего слоя кремния получилась пленка толщиной 3 нм с оптическими свойствами кристаллического кремния; на границах раздела имеются переходные области.

2 шаг: дальнейшее утонение кремния до 1.5 нм приводит к трансформированию оптических свойств пленки в сторону аморфного кремния.

3 шаг: на последней ступени утонения пленка приобретает вид островков аморфного кремния в массиве SiO₂

В последние годы внимание исследователей привлекают низкоразмерные структуры, примером которых могут служить нанокристаллы кремния или германия, внедренные в диэлектрическую матрицу. Спектры фотолюминесценции таких структур смещены в коротковолновую область по сравнению с краем поглощения объемного полупроводника и могут варьироваться в зависимости от размеров включений. Это делает перспективным их применение в оптоэлектронике в качестве излучающей среды.

4. Электронная микроскопия

4.1. Сканирующая зондовая микроскопия

Устройство сканирующего туннельного микроскопа.

Сканирующая туннельная микроскопия - это один из методов сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ). Этим методом можно получать трехмерное изображение поверхности с разрешением вплоть до долей ангстрема.

Принцип работы СТМ основан на явлении туннелирования электронов через узкий потенциальный барьер между металлическим зондом и проводящим образцом во внешнем электрическом поле.

СТМ состоит из следующих основных компонентов (Рис. 1): 1- зонд; 2 – образец; 3 – пьезоэлектрические двигатели x , y , z для прецизионного перемещения зонда над поверхностью исследуемого образца; 4 – генератор развертки, подающий напряжения на пьезодвигатели x и y , обеспечивающие сканирование зонда в горизонтальной плоскости; 5 – электронный сенсор, детектирующий величину локального взаимодействия между зондом и образцом; 6 – компаратор, сравнивающий текущий сигнал в цепи сенсора $V(t)$ с изначально заданным V_s , и, при его отклонении, вырабатывающий корректирующий сигнал V_{fb} ; 7 – электронная цепь обратной связи, управляющая положением зонда по оси z ; 8 – компьютер, управляющий процессом сканирования и получением изображения 9.

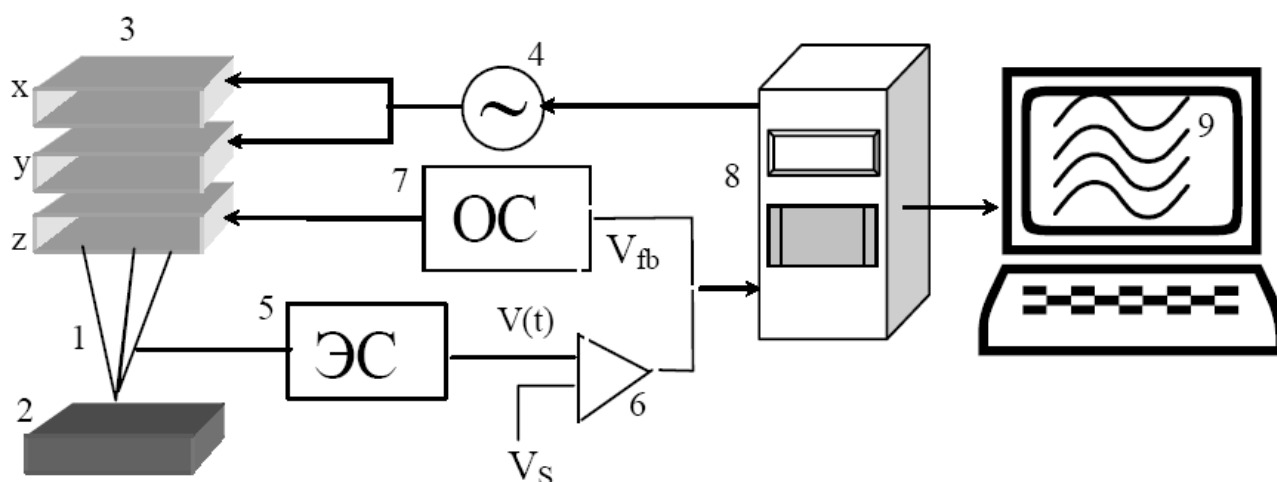


Рис. 4.1. Общая схема сканирующего зондового микроскопа. 1- зонд; 2 – образец; 3 – пьезоэлектрические двигатели x , y , z ; 4 – генератор напряжения развертки на x , y пьезокерамики; 5 – электронный сенсор; 6 – компаратор; 7 – электронная цепь обратной связи; 8 – компьютер; 9 – изображение $z(x,y)$

В качестве зонда в СТМ используется остро заточенная металлическая игла. Предельное пространственное разрешение СТМ определяется в основном радиусом закругления острия (которое может достигать долей нанометра) и его механической жесткостью. Если механическая жесткость в продольном и поперечном направлениях оказывается достаточно малой, механические, тепловые и квантовые флуктуации иглы могут существенно ухудшить разрешение СТМ. В качестве материала для зонда обычно используются металлы с высокой твердостью и химической стойкостью: вольфрам или платина.

Главной частью микроскопа является сенсор с высоким пространственным разрешением. Эти сенсоры обычно позволяют измерять расстояния с точностью 0,01 нм.

Туннельный сенсор (Рис. 2) измеряет ток, протекающий между металлическим острием и образцом.

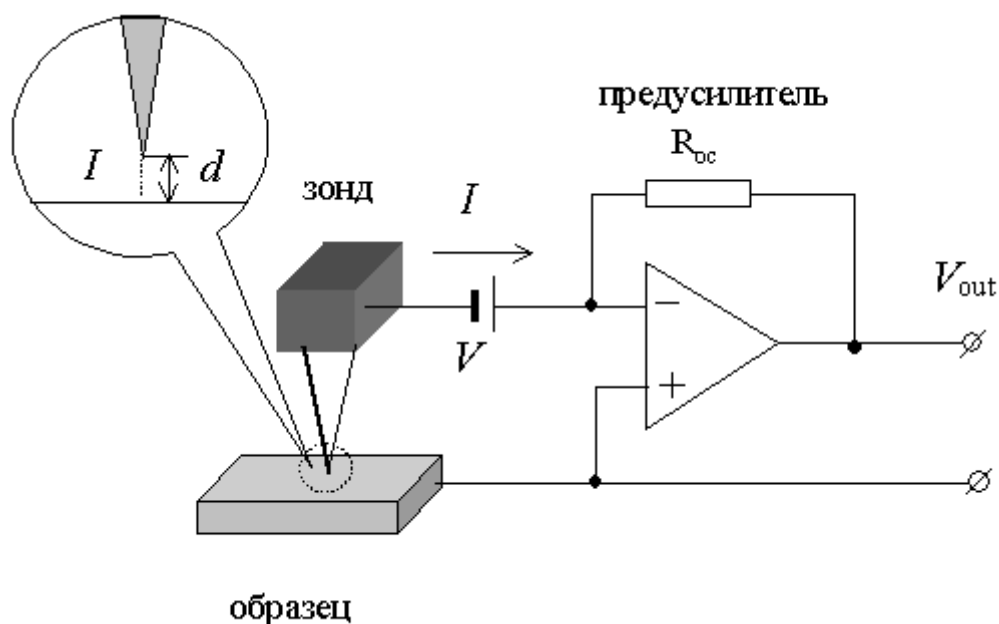


Рис.4.2. Схема туннельного сенсора.

Устройство позиционирования Пьезокерамические двигатели

Для контролируемого перемещения иглы на сверхмалых расстояниях в СЗМ используются пьезоэлектрические двигатели. Их задача – обеспечить прецизионное механическое сканирование зондом исследуемого образца путем перемещения зонда относительно неподвижного образца или перемещения образца относительно неподвижного зонда. Перемещение зонда от точки к точке осуществляется с помощью манипулятора (сканера), к которому предъявляются следующие требования:

- отсутствие дрейфов, точность и повторяемость позиционирования зонда;
- долговременная стабильность параметров;
- термическая стабильность позиционирования;
- требуемый диапазон перемещений по каждой из координат;
- достаточное быстродействие.

Работа большинства пьезоэлектрических двигателей, применяемых в современных СТМ, основана на использовании обратного пьезоэффекта, который заключается в изменении размеров пьезоматериала под действием электрического поля. Механизм пьезоэффекта можно проследить на простой модели, имитирующей структуру кварца SiO_2 (Рис. 3). Положительные ионы кремния в решетке SiO_2 чередуются с отрицательными ионами кислорода. В недеформированной ячейке центры положительных и отрицательных зарядов совпадают (Рис. 3 а). Если к металлическим электродам, расположенным на противоположных гранях кристалла кварца, приложить внешнее электрическое напряжение так, как указано на Рис. 3 б, то ионы смещаются, приводя к деформации кристаллической решетки.

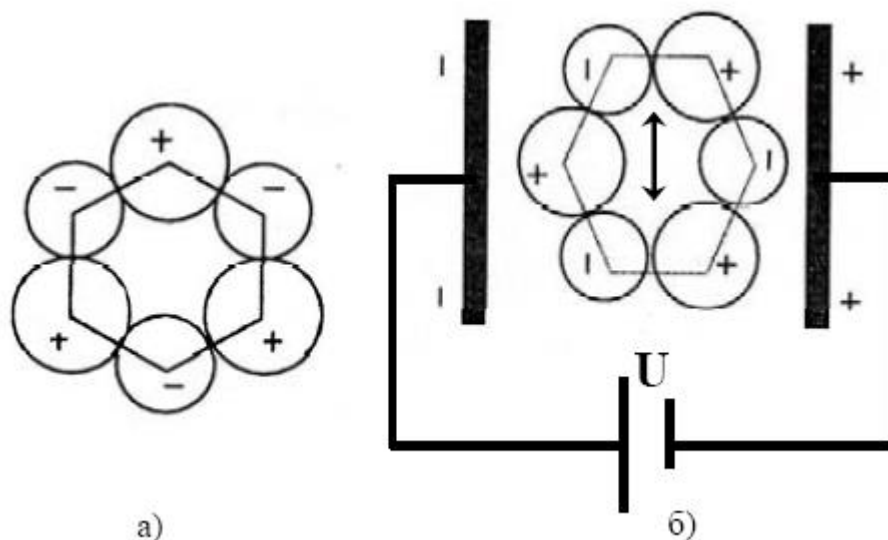


Рис. 4.3. Схема структуры кварца (а) и возникновения обратного пьезоэлектрического эффекта (б)

В СЗМ, как правило, в качестве пьезоматериала используется не кристаллические материалы, вроде кварца, а пьезокерамика, обладающая более высоким пьезомодулем. Пьезокерамика представляет собой совокупность сегнетоэлектрических монокристаллических зерен с типичным размером 0,5 – 50 мкм.

Основой большинства применяемых в СЗМ пьезокерамик является состав $PbZr_{1-x}Ti_xO_3$ (цирконат-титанат свинца, ЦТС) с различными добавками. В качестве добавок используются Nb, Sn, Bi, La – в качестве легирующих добавок (менее 5%) и Sn, Ba, La – в качестве модифицирующих (более 5%) примесей. Стандартным методом получения пьезокерамики является метод спекания порошков заданного состава при атмосферном давлении. Существует также метод горячего прессования под давлением до 200 кг/см². Этот метод позволяет получить керамику с плотностью, превышающей 99,9% от теоретически достижимой и обладающую свойствами близкими к свойствам кристаллических образцов. В отечественных конструкциях широкое распространение получила пьезокерамика ЦТС-19.

В неполяризованной керамике зерна и, соответственно, полярные оси их доменов ориентированы хаотично, что обуславливает квазиизотропное поведение электрических, пьезоэлектрических и других характеристик керамики. Для получения требуемых свойств, например, наличия обратного пьезоэффекта, необходимо однородно ориентировать полярную ось во всем объеме материала при помощи внешнего электрического поля. Этот процесс, называемый поляризацией, заключается в нагреве материала до температур выше температуры Кюри T_c и последующем охлаждении в присутствии внешнего электрического поля до комнатных температур. После снятия внешнего электрического поля дипольные моменты доменов остаются ориентированными в одном направлении, т.е. в материале возникает остаточная поляризация. При использовании пьезокерамики осуществлять ее нагрев выше точки Кюри нельзя, т.к. при этой температуре пьезокерамика деполяризуется и пьезоэффект больше не наблюдается.

Удлинение закрепленной с одного конца пьезопластины (Рис. 4) определяется выражением

$$\Delta l = l \frac{U}{h} d_{31},$$

где l – длина пластины, h – толщина пластины, U – электрическое напряжение, приложенное к электродам, расположенным на гранях пьезопластины, d_{31} – пьезомодуль материала.

Пьезомодуль d_{31} , определяющий преобразование напряжения в перемещение в продольном направлении, обычно равен $30-350 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$. Например, при значении $d_{31}=200 \text{ м/В}$ (2 А/В), используя пластинку длиной $l=20 \text{ мм}$, толщиной $h=0,5 \text{ мм}$, можно обеспечить механические смещения Δl в диапазоне $0-2,4 \text{ мкм}$ при изменении управляющего напряжения U от 0 до 300 В . Большие коэффициенты пьезомодуля важны для меньших габаритов сканеров и меньших управляющих напряжений.

Максимальная величина деформации пьезоматериала, определяющая максимальное поле сканирования, ограничивается значением напряженности электрического поля, при котором возникает электрический пробой материала. Минимальный шаг или точность перемещений в основном определяется шумами управляющего электрического напряжения, уровнем механических вибраций и термодрейфа.

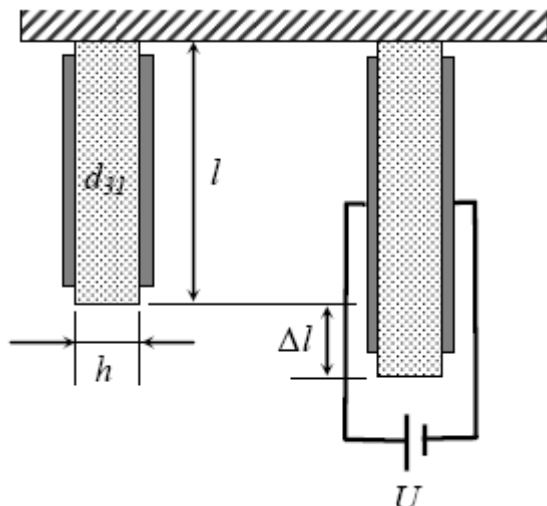


Рис. 4.4 Удлинение закрепленной с одного конца пьезопластинки

Среди основных характеристик пьезокерамик, применяемых в СЗМ, можно выделить:

- Малая потребляемая мощность и отсутствие тепловыделения.
- Неизменность пьезомодуля d_{31} при низких температурах, вплоть до гелиевых ($4,2 \text{ К}$), что важно для низкотемпературных СЗМ.
- Температура Кюри – $170-350^\circ \text{ С}$.
- Коэффициент теплового расширения керамики составляет $\beta=1-10 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$, при этом

значение имеет не столько сам коэффициент, сколько малая разность этих коэффициентов $\Delta\beta$ для керамики и материала, используемого вместе с ней в конструкции (например, сталь) для уменьшения температурных дрейфов.

- Малые габариты, высокая жесткость и, как следствие, высокие резонансные частоты (желательно $> 10 \text{ кГц}$), необходимые для защиты от вибраций. Высокая резонансная частота позволяет так же повысить скорость сканирования, т.е. уменьшить время получения СЗМ данных.

- Применимость в различных средах и сверхвысоком вакууме, т.к. они химически не активны, и не создают электромагнитных полей.

Несмотря на преимущества пьезокерамик, применяемых в качестве микропозиционеров, они обладают так же и рядом недостатков.

Идеальная пьезоэлектрическая керамика деформируется линейно с приложенным напряжением в соответствии с выражением (1), и при увеличении напряжения и при его уменьшении, как показано на Рис. 4.5.

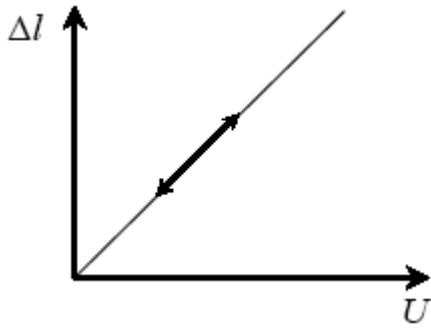


Рис. 4.5. Смещение идеальной пьезокерамики с приложенным напряжением

На практике, пьезоэлектрическая керамика не ведет себя в соответствии с линейной моделью, показанной на Рис. 5. При работе со сканерами на основе пьезокерамики необходимо принимать во внимание ряд свойств этого материала:

а) Нелинейность

Реальная пьезокерамика деформируется нелинейно с приложенным напряжением (Рис. 6), т.е. удлинение является некоторой функцией от приложенного напряжения:

$$\Delta l = f(U).$$

Нелинейность обусловлена увеличением пьезомодуля на 10-20 % с ростом приложенного напряжения.

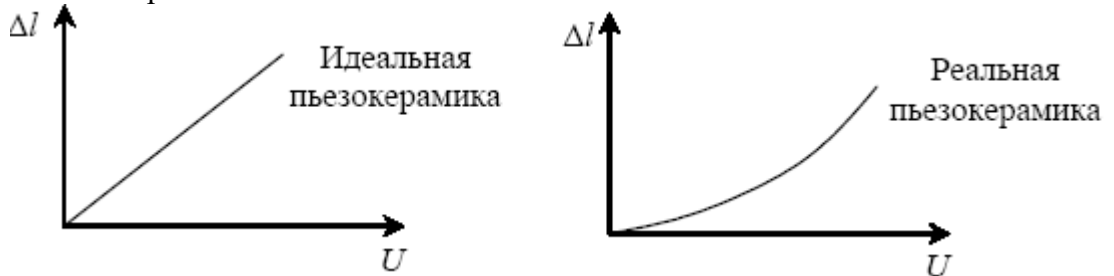


Рис.4.6. Нелинейность механической деформации пьезокерамики

В случае получения изображений малых участков поверхности, сравнимых с межатомными расстояниями, этот недостаток не так существен: во-первых, неидеальность поведения невелика ввиду малости диапазона развертки, а во-вторых, большинство важных геометрических параметров, например длины связей, хорошо известны заранее из результатов измерений другими методами.

Однако при получении изображений более крупных объектов, например структур, изготовленных методами микротехнологии, нелинейные эффекты могут создавать значительные искажения. Нелинейность пьезокерамики приводит к тому, что объекты одинакового размера в начале и в конце сканируемого изображения будут иметь различные размеры.

б) Гистерезис

Это тип нелинейного поведения, при котором имеет место неоднозначная зависимость удлинения от направления изменения электрического напряжения (Рис. 4.7). Кроме того, благодаря гистерезису керамика может не достигать своей начальной длины после одинакового изменения электрического напряжения в одну и в другую сторону.

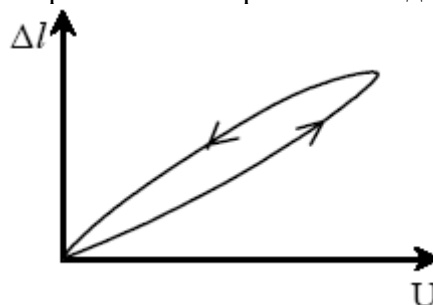


Рис. 4.7. Гистерезис пьезокерамики

Величина гистерезиса обычно составляет 10% и зависит от состава пьезоэлектрического материала и его структуры.

Гистерезис СЗМ сканера приводит к сдвигу областей сканирования (и, соответственно СЗМ-изображений), получаемых при прямом и обратном перемещениях. Поэтому, для исключения искажений СЗМ-изображений поверхности образца, связанных с гистерезисом, следует проводить измерения только при прямом или только при обратном ходе сканера.

в) Ползучесть

Крип пьезокерамики (сееер – ползучесть) проявляется в медленном дрейфе в направлении последних предшествующих перемещений или замедленном во времени механическом смещении после быстрого изменения напряжения. После приложения ступеньки напряжения может наблюдаться также продолжение смещения в виде, изображенном на Рис. 4.8 (дребезг пьезокерамики).

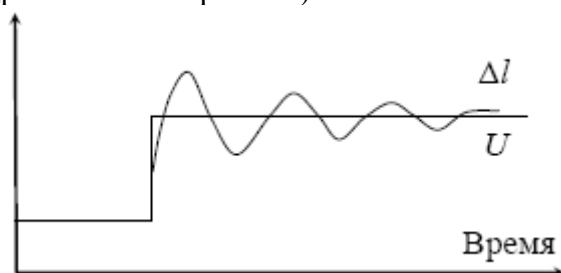


Рис.4.8. Ползучесть и дребезг пьезокерамики

Ползучесть пьезокерамики проявляется в искажении начального участка скана при больших площадях и скоростях сканирования, т.е. когда напряжение, приложенное к пьезоматериалу, изменяется достаточно быстро. Ползучесть также приводит к сдвигу особенности на СЗМ изображении в повторных сканах. Влияние ползучести уменьшается при уменьшении скорости сканирования, а также после «тренировки» сканера. На практике, заметив искажения на СЗМ-изображении, связанные с ползучестью, следует через некоторое время остановить сканирование и повторить его заново. После такой «тренировки» искажения на СЗМ-изображении, проявляющиеся, например, в виде загиба вертикальных линий, на повторном кадре, как правило, уменьшаются. Понятно, что ползучесть проявляется при резком смещении сканера в требуемую начальную точку сканирования, поэтому в алгоритмах управления сканером исключают резкие скачки управляющего напряжения и вводят временные задержки, учитывающие ползучесть.

г) Температурный дрейф

Случайные изменения температуры, всегда существующие в лаборатории, приводят к изменению длины элементов конструкции и относительному смещению зонда и образца. Например, при изменении температуры на $\Delta T=1^{\circ}\text{C}$, пьезотрубка длиной $l=20$ мм с коэффициентом линейного температурного расширения $\beta=2\cdot 10^{-6}\text{K}^{-1}$, изменит свою длину на

$$\Delta l = \beta \cdot l \cdot \Delta T = 40 \text{ \AA}$$

Плавный температурный дрейф вдоль координаты Z в процессе сканирования приводит к наклону плоскости образца на СЗМ-изображении. Изменение же линейных размеров вдоль координат X и Y, приводящее к взаимному сдвигу зонда и образца в плоскости образца, вызывает изменение масштабов изображения. В целом, эти искажения похожи на искажения, вызванные ползучестью керамики.

Сканеры

Конструкции из пьезокерамик, обеспечивающие перемещение по трем координатам x, y (в латеральной плоскости образца) и z (по вертикали), называются

«сканерами». Существует несколько типов сканеров, наиболее распространенными из которых являются треногий и трубчатый (Рис. 9).

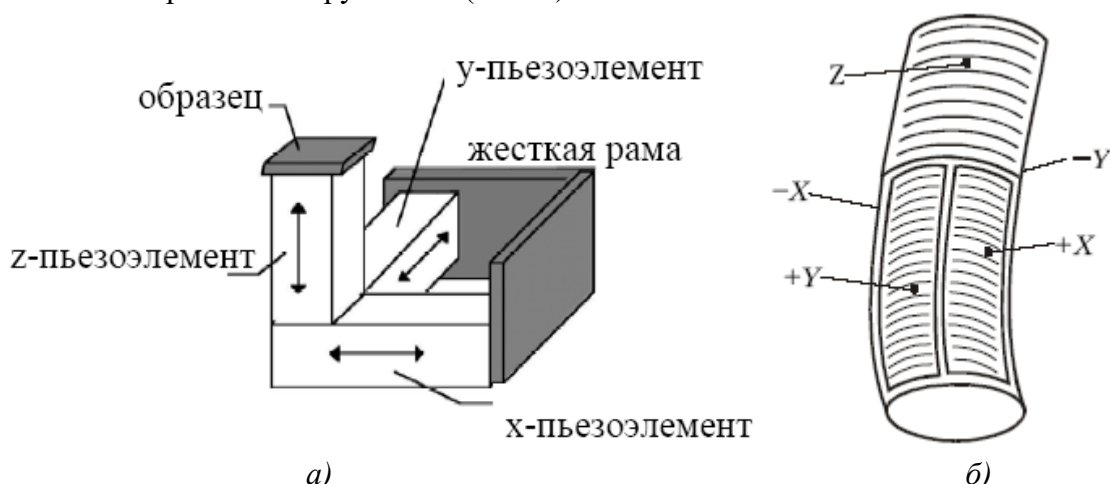


Рис.4. 9. Основные конструкции сканеров: а) – треногий, б) – трубчатый

В треногом сканере перемещения по трем координатам обеспечивают расположенные в ортогональную структуру три независимые пьезокерамики.

Когда на x и y керамику при сканировании подается напряжение, геометрия сканера заставляет зонд, укрепленный на конце z -пьезокерамики, выходить из плоскости образца. Таким образом, на z -пьезокерамику должно подаваться напряжение для поддержания зонда в обратной связи с образцом. Это приводит к изображению, которое кажется изогнутым, даже когда фактическая поверхность образца полностью плоская.

В треногом сканере Z -пьезокерамика и соответственно закрепленный на ее конце зонд, движется при сканировании по дуге окружности (плоскости второго порядка). Эта дуга определяется физическими размерами треноги и не меняется при изменении скорости сканирования. Это искажение может быть легко удалено из полученного изображения левелингом второго порядка (Рис. 4.10).

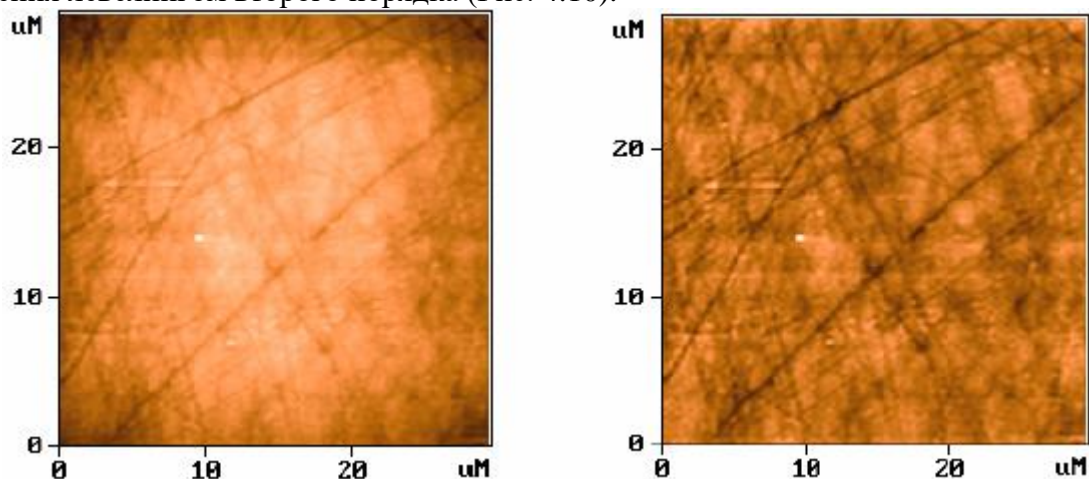


Рис.4.10. Вычитание плоскости второго порядка из СЗМ изображения

Трубчатые сканеры работают посредством изгиба полой пьезоэлектрической трубки в латеральной плоскости и удлинения или сжатия трубки по оси z . Если приложить напряжение к Z -электродам, то верхняя часть трубки изменит длину, обеспечивая перемещение иглы вдоль Z -координаты. Перемещение иглы по другим координатам осуществляется за счет изгиба трубки. Достигается это следующим образом. В нижней части трубки имеется система X - и Y -электродов. Если к одному из X -электродов приложено положительное напряжение, а к другому отрицательное, то одна сторона трубки укоротится, а другая удлинится, в результате трубка изогнется, а игла

переместится практически вдоль X-координаты. Аналогично можно осуществить перемещение иглы и по координате Y. При длине трубки 5 см, наружном диаметре 1 см и толщине стенок 0,3 мм перемещение по координатам X и Y может достигать 250 мкм, а по координате Z - до 10 мкм. При этом точность поддержания размеров трубки сотые доли нанометра.

Трубчатый сканер производит изгибное искажение большего порядка, чем треногий. Поскольку величина гистерезиса увеличивается при увеличении скорости и диапазона сканирования, форма и величина изгиба изменяется со скоростью сканирования и размером скана. Для того чтобы исправить изгиб на изображении, вызванный трубчатым сканером, должна использоваться программная коррекция (лвelling) более высокого порядка, которая может приводить к другим искажениям.

Объектный столик

В большинстве ранних конструкций СТМ узлу крепления и перемещения исследуемого образца не уделялось особого внимания. В настоящее время некоторые конструкции исследовательских СТМ имеют такую возможность. Конечно, наличие такого перемещения совершенно обязательно в СТМ, претендующем на применение в качестве инструмента нанотехнологии. Кроме того, в этом случае большое значение имеет ориентация поверхности образца в пространстве. Ее горизонтальное расположение, когда нормаль к поверхности направлена вверх, позволяет достаточно просто реализовать ряд технологических приемов, например, работу в жидкой среде. Именно такая ориентация использовалась в разработанных нами моделях СТМ.

Основное требование к системе перемещения образца в плоскости X-Y - обеспечение минимального шага, сравнимого с размерами кадра, и отсутствие механических дрейфов в состоянии покоя.

Наличие возможности перемещения образца желательно дополнить системой, позволяющей контролировать положение зонда над исследуемой поверхностью. Для этой цели может быть использован растровый электронный микроскоп. Однако в этом случае конструкция СТМ должна допускать работу в вакууме и встраиваться в объектную камеру растрового электронного микроскопа. Оптический микроскоп позволяет реализовать позиционирование зонда туннельного микроскопа с точностью порядка 1 мкм, что ограничено его разрешающей способностью. Однако при возможности точного перемещения образца этой величины может оказаться вполне достаточно для большинства применений СТМ.

Система грубого подвода по Z

В процессе работы СТМ острое зонда перемещается вдоль исследуемой поверхности образца, оставаясь от нее на расстоянии около 1 нм (в направлении Z). Так как диапазон перемещений зонда в направлении нормали к поверхности образца, обеспечиваемый сканером, обычно не превышает 1-2 мкм, то становится очевидной необходимость иметь в конструкции СТМ систему грубого подвода образца по Z. Кроме обеспечения начального приближения зонда к поверхности образца, она может быть использована для корректировки положения образца по Z в случае его нежелательного изменения, например, дрейфа.

Рассмотрим основные требования к параметрам этой системы. Минимальное, уверенно обеспечиваемое, перемещение (чувствительность) должно быть в несколько раз меньше диапазона перемещения сканера в направлении Z. Например, если диапазон перемещения сканера $Z = 1$ мкм, то грубый подвод должен осуществляться с чувствительностью около 0.1 мкм. Диапазон перемещений, который должна перекрывать система грубого подвода, определяется той точностью, с которой образец фиксируется на объектном столике. Если начальное расстояние зонд-образец регистрируется с помощью

простейшего оптического устройства, например, лупы, то можно установить 20-50 мкм, а в случае контроля невооруженным глазом - 200 - 500 мкм.

Ввиду того, что система грубого подвода включается в механическую связь зонд-образец, она не должна заметно снижать жесткость этой связи. Также недопустимо значительное увеличение механических и термических дрейфов.

Как видим, требования, предъявляемые к системе грубого подвода, аналогичны таковым для перемещения объектного столика. Поэтому и способы реализации этих систем СТМ имеют много общего.

Процесс сканирования

Процесс сканирования поверхности в СТМ (Рис. 11) имеет сходство с движением электронного луча по экрану в электроннолучевой трубке телевизора. Зонд движется вдоль линии (строки) сначала в прямом, а потом в обратном направлении (строчная развертка), затем переходит на следующую строку (кадровая развертка). Движение зонда осуществляется с помощью сканера небольшими шагами под действием пилообразных напряжений, подаваемых с генератора развертки (обычно, цифро-аналогового преобразователя). Регистрация информации о рельефе поверхности производится, как правило, на прямом проходе.

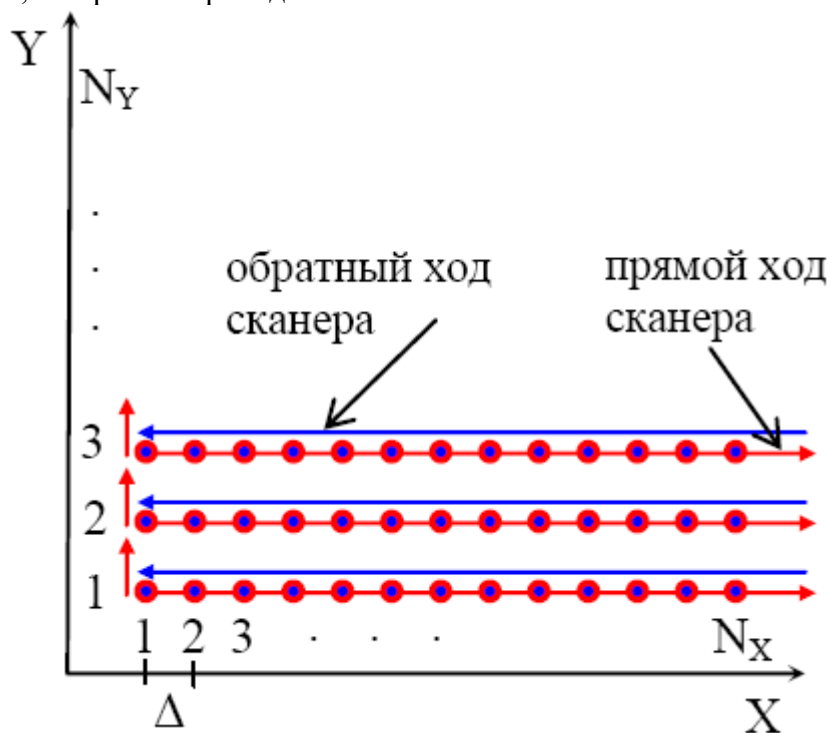


Рис. 4.11. Схематическое изображение процесса сканирования

К числу основных параметров, выбираемых перед началом сканирования, относятся:

- размер скана;
- число точек на линии N_X и линий в скане N_Y , определяющие шаг сканирования

Δ ;

- скорость сканирования.

Параметры сканирования выбираются исходя из предварительных данных (размера характерных поверхностных особенностей), которые имеются у исследователя об объекте исследования.

При выборе размера скана необходимо получить наиболее полную информацию о поверхности образца, т.е. отобразить наиболее характерные особенности его поверхности. Например, при сканировании дифракционной решетки с периодом 3 мкм необходимо отобразить хотя бы несколько периодов, т.е. размер скана должен составлять 10 – 15 мкм.

В случае если расположение особенностей на поверхности исследуемого объекта неоднородно, то для достоверной оценки необходимо провести сканирование в нескольких отстоящих друг от друга точках на поверхности образца. При отсутствии информации об объекте исследования сначала, как правило, проводят сканирование в области, близкой к максимально доступной для отображения, с целью получения обзорной информации о характере поверхности. Выбор размера скана при повторном сканировании осуществляют исходя из данных, полученных на обзорном скане.

Число точек сканирования (N_X , N_Y) выбирается таким образом, чтобы шаг сканирования Δ (расстояние между точками, в которых производится считывание информации о поверхности) был меньше характерных ее особенностей, иначе произойдет потеря части информации, заключенной между точками сканирования. С другой стороны, выбор излишнего количества точек сканирования приведет к увеличению времени получения скана.

Скорость сканирования определяет скорость движения зонда между точками, в которых производится считывание информации. Излишне большая скорость может привести к тому, что система обратной связи не будет успевать отводить зонд от поверхности, что приведет к неправильному воспроизведению вертикальных размеров, а так же к повреждению зонда и поверхности образца. Малая скорость сканирования приведет к увеличению времени получения скана.

В процессе сканирования зонд может находиться над участками поверхности, имеющими различные физические свойства, в результате чего величина и характер взаимодействия зонд-образец будут изменяться. Кроме того, если на поверхности образца есть неровности, то при сканировании будет изменяться и расстояние ΔZ между зондом и поверхностью, соответственно будет изменяться и величина локального взаимодействия.

В процессе сканирования производится поддержание постоянной величины локального взаимодействия (силы или туннельного тока) с помощью системы отрицательной обратной связи. При приближении зонда к поверхности сигнал сенсора возрастает. Компаратор сравнивает текущий сигнал сенсора с опорным напряжением V_S и вырабатывает корректирующий сигнал V_{fb} , используемый в качестве управляющего для пьезопривода, который отводит зонд от поверхности образца. Сигнал для получения изображения топографии поверхности берется при этом из канала z-пьезопривода.

На Рис. 12 показана траектория движения зонда относительно образца (кривая 2) и образца относительно зонда (кривая 1) при сохранении постоянной величины взаимодействия зонд-образец. Если зонд оказывается над ямкой или областью, где взаимодействие слабее, то образец приподнимается, в противном случае – образец опускается.

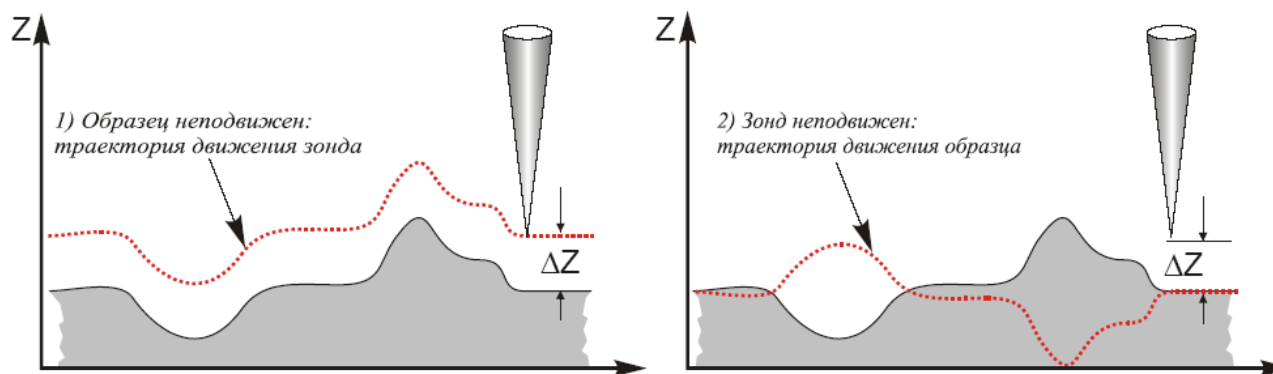


Рис. 4.12. Траектория относительного движения зонда и образца в процессе поддержания системой обратной связи постоянного локального взаимодействия

Отклик системы обратной связи на возникновение сигнала рассогласования $V_{fb}=V(t) - V_S$ определяется константой цепи обратной связи K или несколькими такими константами. Конкретные значения K зависят от особенностей конструкции конкретного СЗМ (конструкции и характеристик сканера, электроники), режима работы СЗМ (размера скана, скорости сканирования и т.п.), а также особенностей исследуемой поверхности (степень шероховатости, масштаб особенностей топографии, твердость материала и пр.).

В целом, чем больше значение K тем точнее цепь обратной связи обрабатывает черты сканируемой поверхности и тем достовернее данные, получаемые при сканировании. Однако при превышении некоторого критического значения K система обратной связи проявляет склонность к самовозбуждению, т.е. на линии скана наблюдается зашумленность.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Технология 3D интеграции получает все более широкое применение при решении проблем увеличения коэффициента упаковки, быстродействия и надежности сложных функциональных модулей, содержащих в своем составе блоки, выполненные по технологии МЭС, МЭМС и МИЭМС. Проведенный нами анализ показал серьезное отставание нашей промышленности в разработке технологии и оборудования для производства интегрированных блоков. Методы контроля при интеграции чип на пластине и чип на чипе достаточно традиционны, так как представляют собой адаптированные и хорошо разработанные методики контроля печатных плат. Наиболее сложным и эффективным видом интеграции является интеграция типа пластина на пластине, сочетающая в себе технологии КСДИ структур и технологии TSV. В связи с отсутствием учебной литературы по технологии интегрированных структур материал, содержащийся в учебном пособии, может быть использован студентами для изучения основных методов контроля применяемых зарубежными фирмами при разработке специального технологического и контрольно-измерительного оборудования.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов М.В.Ш.,1987,-с. 235
2. Зи С. Физика полупроводниковых приборов М.: Мир,1984 ч.1 с.452
3. Асеев А.Л. // Российские нанотехнологии, 2006. Т. 1. № 1, 2. С. 97.
4. Ржанов А.В., Свиташев К.К., Семенов А.И., Семенов Л.В.,Соколов, В.К. Основы эллипсометрии. Новосибирск, Наука, 1979. 424 с.

5. Азам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981.583 с.

6. Швец В.А., Спесивцев Е.В., Рыхлицкий С.В., Михайлов Н.Н. Эллипсометрия-прецизионный метод контроля тонкопленочных структур с субнанометровым разрешением. Нано, 2008 г.
7. Березина С. И., Лямов В. Е., Солодов И. Ю., Акустическая микроскопия, "Вестник МГУ. Сер,Физика, Астрономия", 1977, т. 18, № 1, с. 3.
8. Кесслер Л. У., Юхас Д. Э., Акустическая микроскопия, "ТИИЭР", 1979, т. 67, № 4, с. 96.
9. Белл Р.Дж. Введение в фурье-спектроскопию. М.: Мир, 1975. 160 с.
10. Милехин А.Г. , С.Himcinschi, M. Friedrich, K. Hiller, M/ Wiener, T. Gessner, S.Schulze, D.R.T. Zahn Инфракрасная спектроскопия кремниевых сращенных пластин // Физика и техника полупроводников, 2006,том 40, вып.11, с.1338-1347.
11. Неволин. В.К. Физические основы туннельно-зондовой нанотехнологии. Учебное пособие. ГОУ ГТУ МИИЭТ,-2004 г.
13. Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии // РАН Институт физики микроструктур, Нижний Новгород, 2004.

Содержание

ВВЕДЕНИЕ	3
1. ХАРАКТЕРИСТИКА СОСТОЯНИЯ МЕТРОЛОГИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА ПРОИЗВОДСТВА 3D МОДУЛЕЙ	4
2. КОНТРОЛЬ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ФИЗИЧЕСКИХ СТРУКТУР	5
2.1. Методы и оборудование для измерения удельного сопротивления полупроводников	5
2.2. Метод Ван-дер-Пау измерения удельного сопротивления тонких однородных пластин произвольной формы	11
2.3. Методы и оборудование для измерения концентрации и профиля распределения примесей емкостным методом.	14
2.4. Контроль технологического процесса с использованием тестовых МДП структур	20
2.4.1. Устройство МДП-структур и их энергетическая диаграмма	20
2.4.2. Уравнение электронейтральности	21
2.4.3. Экспериментальные методы измерения вольт-фарадных характеристик	26
2.4.4. Определение параметров МДП-структур на основе анализа C-V характеристик	29
2.4.5. Определение плотности поверхностных состояний на границе раздела полупроводник - диэлектрик	32
3. ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ В ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ 3D ИНТЕГРАЦИИ	36
3.1. «Классическая» оптическая микроскопия	36
3.2. Конфокальная микроскопия	40
3.3. Сканирующая ближнеполюсная оптическая микроскопия (СБОМ)	45
3.4. Методы контроля тонкопленочных структур с субнанометровым разрешением – Фурье- спектроскопия	46
3.5. Акустическая микроскопия	54
4. ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ	72
4.1. Сканирующая зондовая микроскопия	72
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	83
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	84

Учебное издание

Акулинин Станислав Алексеевич

**КОНТРОЛЬНО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ОПЕРАЦИИ
В ТЕХНОЛОГИИ ИНТЕГРИРОВАННЫХ МОДУЛЕЙ**

Подписано к изданию 30.12.2010
Уч. - изд. л. 6,1.

Воронежский государственный технический университет
394026 Воронеж, Московский просп., 14