

АКАДЕМИЯ НАУК РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

на правах рукописи

КОВЧАВЦЕВ Анатолий Петрович

**Структуры металл - диэлектрик – полупроводник
на основе арсенида индия**

специальность: 01.04.10 – физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук

Научный консультант: доктор физико-математических наук,
профессор Курышев Г.Л.

Новосибирск – 2003

Основные обозначения и сокращения.

МДП	– структура металл – диэлектрик – полупроводник
ПЗИ	– прибор, работающий на принципе зарядовой инжекции
ФПУ	– фотоприемное устройство
ОПЗ	– область пространственного заряда в полупроводнике
ВФХ	– вольт-фарадная характеристика
ВАХ	– вольт-амперная характеристика
ГУ	– глубокий уровень
НТЭС	– неупругая туннельная электронная спектроскопия
q	– заряд электрона, $(1,6021917 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})$
k	– постоянная Больцмана, $(1,380622 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}, 8,6173334 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/К})$
κ	– квазиимпульс электрона, дырки
h, \hbar	– постоянная Планка, $(6,626196 \cdot 10^{-34}, 1,0545919 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с})$
σ	– постоянная Стефана-Больцмана, $(5,66961 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4))$
c	– скорость света, $(2,9979250 \cdot 10^8 \text{ м/с})$
ε_0	– диэлектрическая проницаемость вакуума, $8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$
ε_s	– относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника
ε_{ox}	– относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика
α	– коэффициент поглощения полупроводника
m_0	– масса покоя свободного электрона, $9,109558 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
m_n	– эффективная масса электрона в полупроводнике
m_p	– эффективная масса дырки в полупроводнике
ν	– частота световой волны
λ	– длина световой волны, мкм
T	– абсолютная температура, К
N_a	– концентрация акцепторов, см^{-3}
N_d	– концентрация доноров, см^{-3}
N_t	– концентрация глубоких уровней
n_i	– собственная концентрация носителей в полупроводнике, см^{-3}
n	– концентрация электронов, см^{-3} ;
p	– концентрация дырок, см^{-3}
N_{ss}	– плотность поверхностных состояний, $\text{см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$

E	– энергия (в зависимости от контекста может быть напряженностью электрического поля)
E_t	– энергия ГУ, эВ
E_c	– энергия дна зоны проводимости
E_v	– энергия потолка валентной зоны
E_g	– ширина запрещенной зоны, эВ
E_F	– уровень Ферми в полупроводнике, отсчитанной от края С-зоны, эВ
Q_m	– заряд на затворе МДП-структуры
Q_p	– заряд неосновных носителей
Q_{ss}	– заряд на поверхностных состояниях
σ_n, σ_p	– сечение захвата глубоких уровней для электронов и дырок
V_g	– напряжение на затворе
V_{FB}	– напряжение плоских зон МДП-структуры
C	– емкость МДП-структуры
C_{ox}	– емкость диэлектрического слоя
C_{sc}	– емкость ОПЗ полупроводника
C_n	– внешняя нагрузочная емкость
ω	– круговая частота переменного сигнала
f	– частота переменного сигнала
G_l	– темп световой генерации (зона-зона)
j_n, j_p	– плотности токов для электронов и дырок в ОПЗ
μ_n, μ_p	– подвижности электронов и дырок
τ_n, τ_p	– объемное время жизни электронов и дырок
τ_g	– генерационное время жизни
φ	– потенциал, отсчитанный от дна зоны проводимости, В
φ_s	– поверхностный потенциал полупроводника
Φ_f, Φ_b	– световой поток падающий на планарную и обратную сторону полупроводниковой пластины, Вт/см ²
Φ_ϕ	– фоновый поток излучения, Вт/см ²
d	– толщина полупроводниковой пластины
d_{ox}	– толщина диэлектрика
d	– толщина эпитаксиального слоя
W	– толщина ОПЗ, S – площадь затвора

	4
Оглавление	4
Введение	7
Глава 1. Проблемы пассивации поверхности полупроводников A_3B_5	14
§ 1.1. Краткая характеристика арсенида индия (InAs)	14
§ 1.2. Зонная диаграмма и принцип работы МДП-структуры на InAs	20
§ 1.3. Проблемы пассивации поверхности полупроводников A_3B_5 и создание МДП-структур	25
§ 1.4. Свойства МДП-структур на InAs (литературный обзор)	42
§ 1.5. Приборные структуры на InAs	54
Основные результаты и выводы главы 1	56
Глава 2. Теория работы МДП-структуры на InAs	57
§ 2.1. Одномерная математическая модель МДП-структуры (диффузионно- дрейфовое приближение)	61
§ 2.2. Результаты численного моделирования вольтфарадных характеристик идеальной МДП-структуры	66
§ 2.3. Влияние глубокого уровня, локализованного в запрещенной зоне InAs на вольтфарадные характеристики МДП-структуры	72
§ 2.4. Особенности вольтфарадных характеристик МДП-структуры при приложении пилообразного напряжения	75
§ 2.5. Характеристики МДП-структур при неравновесном импульсном обеднении	81
Основные результаты и выводы главы 2	89
Глава 3. Адмиттанс МДП-структур и плотность поверхностных состояний	90
§ 3.1. Теория адмиттанса МДП-структур (упрощенное аналитическое представление).....	90
§ 3. 2. Плотность ПС в МДП-структурах	102
§ 3.3. Глубокие уровни в приповерхностной области InAs	113
Основные результаты и выводы главы 3	121
Глава 4. Процессы генерации неосновных носителей в ОПЗ InAs	122
§ 4.1. Вывод основных соотношений при неравновесном обеднении МДП- структуры.....	122
§ 4.2. Оптическая генерация неосновных носителей заряда	131

§ 4.3. Тепловая генерация неосновных носителей заряда	134
§ 4.4. Туннельная генерация носителей заряда	145
§ 4.5. Полевая зависимость плотности генерационного тока в МДП-структурах	150
§ 4.6. Шумы в МДП-структурах при неравновесном импульсном обеднении	158
Основные результаты и выводы главы 4	169
Глава 5 Гистерезисные явления в МДП-структурах	171
§ 5.1. Гистерезис вольтфарадных характеристик МДП-структур	171
§ 5.2. Модель туннельного захвата на ловушки переходного слоя InAs - диэлектрик	176
§ 5.3. Полевые нестабильности и фотозаряджение МДП-структур	184
Основные результаты и выводы главы 5	191
Глава 6. Технология изготовления МДП-структур на	192
§ 6.1. Химическая подготовка и модификация поверхности InAs	196
§ 6.2. Анализ состава переходного слоя на поверхности InAs	201
§ 6.3. Технология и свойства МДП-структур с низкотемпературными диэлектрическими пленками двуокиси кремния	208
§ 6.4. Сквозные токи в МДП-структурах	226
§ 6.5. Влияние ультрафиолетового и рентгеновского облучения на свойства МДП-структур.....	237
Основные результаты и выводы главы 6	241
Глава 7. Туннельная спектроскопия МДП-структур на InAs со сверхтонкими диэлектрическими пленками	243
§ 7.1. Метод туннельной спектроскопии при исследовании твердотельных структур	243
§ 7.2. Теория спектральной линии в туннельном спектре	244
§ 7.3. Туннельная спектроскопия фононов на арсенида индия	255
§ 7.4. Неупругая туннельная спектроскопия сверхтонких диэлектрических пленок на поверхности InAs	261
§ 7.5. Вольтамперные характеристики МДП-структур со сверхтонкими пленками на InAs	272
Основные результаты и выводы главы 7	281

Глава 8. Многоэлементные фотоприемные устройства линейчатого и матричного типа на InAs и приборы созданные на их основе	282
§ 8.1. Поглощение света в InAs	283
§ 8.2. Кремниевые системы считывания сигналов с многоэлементных ПЗИ-приемников	289
§ 8.3. Конструкция и технология изготовления линейчатых и матричных модулей ФПУ	299
§ 8.4. Экспериментальные стенды для измерения электрофизических и фотоэлектрических параметров МДП-структур линеек, матриц и гибридных микросхем	305
§ 8.5. Фотоэлектрические параметры элементов линейчатых модулей ФПУ	312
§ 8.6. Фотосигнальные и шумовые характеристики ПЗИ-элементов матриц	321
§ 8.7. Приборы на основе арсенид индиевых ПЗИ-элементов	326
Основные результаты и выводы главы 8	339
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	339
Список публикаций по теме диссертации	344
Список литературы	350

Введение.

Актуальность работы. Монокристаллический арсенид индия (InAs) – полупроводник с малой шириной запрещенной зоны представляет интерес для полупроводниковой опто- и микрофотоэлектроники, как материал с малой шириной запрещенной зоны, имеющий высокую квантовую эффективность при поглощении излучения в диапазоне длин волн 0,5 – 3,46 мкм (при температуре 300 K). Структура металл – диэлектрик – полупроводник (МДП) является типичным представителем полупроводникового устройства (фотоприемный элемент) для первичного сбора оптической информации от нагретых физических тел. МДП-структуры на InAs работающие в режиме неравновесного обеднения основными носителями заряда, аналогично кремниевым фотоприемникам видимого диапазона, являются элементами с внутренним накоплением сигнального заряда, что существенно облегчает построение интегральных схем считывания и предварительной обработки сигнала с многоэлементных линейчатых и матричных систем. При построении быстрых спектрометров на базе охлаждаемых линейчатых фотоприемников, приемники на InAs эффективно перекрывают область спектра в диапазоне от видимой области (~ 0,4 мкм) до края собственного поглощения InAs (~ 3,1 мкм), определяемого шириной запрещенной зоны полупроводника.

$$\lambda_{\max} = \frac{hc}{E_g} = \frac{1,2398}{E_g} \quad (1)$$

Все материальные тела с температурой выше -273 С излучают электромагнитные волны в соответствии с известной формулой Планка (рис.1). При повышении температуры объектов увеличивается число излученных квантов при фиксированной длине волны. Испускаемые кванты света можно зарегистрировать датчиками инфракрасных излучений. Видно, что относительный прирост потока при повышении температуры увеличивается с уменьшением длины волны и поэтому более коротковолновый фотоприемник при регистрации теплового изображения объекта может иметь более высокий контраст изображения. В современных тепловизионных системах изображение объектов регистрируется полупроводниковой матрицей, установленной в

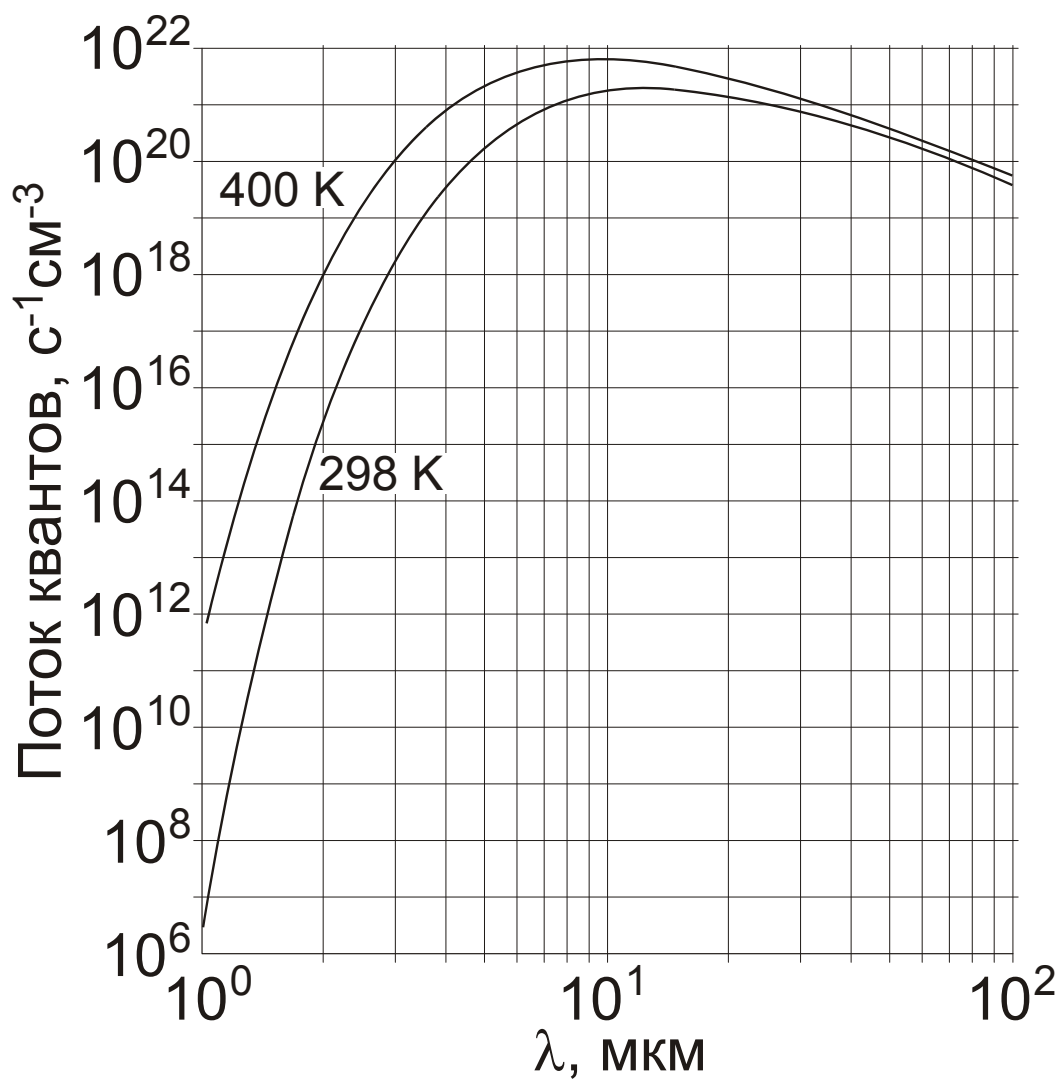


Рис.1. Зависимость плотности потока квантов, испускаемых абсолютно черным телом при двух температурах, от длины волны.

фокальной плоскости объектива, передается в блок электроники кремниевым мультиплексором и визуализируется на экране монитора.

В настоящей работе описана физика работы и особенности технологии изготовления МДП - структур основе InAs, работающих в режиме прибора с накоплением и зарядовой инжекцией (ПЗИ).

Основное внимание было направлено на решение следующих задач:

1. Разработка физических и технологических основ создания фоточувствительных МДП-структур с воспроизводимыми электрофизическими параметрами для многоэлементных фоточувствительных линеек, матриц и гибридных микросхем на их основе, пригодных для создания быстродействующих тепловизионных систем, работающих в спектральном диапазоне 0,5–3,05 мкм (линейчатые ФПУ) и в спектральном диапазоне 2,5–3,05 мкм (матричные ФПУ).

2. Исследование влияния тонкого переходного слоя сложного состава между InAs и подзатворным диэлектриком SiO₂ на гистерезис ВФХ МДП-структур и плотность ПС.

3. Анализ процессов генерации неосновных носителей заряда в инверсионном слое InAs.

4. Исследование фотоэлектрических свойств и шумовых характеристик МДП-структур в многоэлементных фотоприемных устройствах.

5. Разработка и создание тепловизионных приборов на основе линеек и матриц.

Режим работы МДП-структур с накоплением позволяет использовать простые ключевые кремниевые мультиплексоры для последовательного вывода сигналов с элементов линейки (матрицы) в сигнальную шину при максимальном использовании фоточувствительных свойств элементов. Опрашиваемый элемент на короткий промежуток времени подключается к тракту усилителя, остальные элементы находятся в режиме накопления заряда. Использование МДП-фотоприемников позволяет реализовать преимущества планарной технологии – простоту и надежность, что особенно важно для многоэлементных ФПУ. Основной показатель фоточувствительных элементов в матричных модулях ФПУ – обнаружительная способность в составе тепловизора достигала величины $D^* \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ см} \sqrt{\text{Гц Вт}}^{-1}$ при уровне приборного

фона $3 \cdot 10^{-7} \text{ Вт/см}^2$, а температурная чувствительность тепловизионной камеры 6–7 мК. Положительной характеристикой ФПУ на основе InAs является достаточно малая величина комнатного (приборного) фона, что обеспечивает высокий контраст изображения, полученного с помощью тепловизионной камеры. Так в спектральной полосе шириной 0,1 мкм и апертурном угле $\theta/2=90^\circ$ величина комнатного фона при $\lambda=3 \text{ мкм}$ составляет $\approx 1,76 \cdot 10^{-6} \text{ Вт/см}^2$. Для сравнения в других спектральных диапазонах $\lambda=5 \text{ мкм}$ (InSb) – $8,17 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/см}^2$ и $\lambda=10 \text{ мкм}$ (HgCdTe) – $3,12 \cdot 10^{-4} \text{ Вт/см}^2$.

Целью настоящей работы являлось исследование свойств ОПЗ полупроводника, свойств границы раздела и переходного слоя полупроводник - диэлектрик, проводимости диэлектрического слоя. Цель достигнута при решении следующих задач:

1. Построение математической модели работы МДП-структуры.
2. Анализ спектра поверхностных состояний в МДП-структурах.
3. Исследование процессов генерации неосновных носителей заряда в ОПЗ арсенида индия при неравновесном импульсном обеднении.
4. Исследование гистерезисных явлений и полевых нестабильностей МДП-структур.
5. Оптимизация технологических процессов для создания многоэлементных ПЗИ-линеек и матриц с целью реализации приборных структур, приближающимся по фоточувствительным параметрам к теоретически предсказанным величинам.

Объекты и методы исследования. Основным объектом исследования была МДП-структура сформированная на нелегированном эпитаксиальном слое InAs. В качестве диэлектрика использовалась двуокись кремния, полученная в результате окисления моносилана кислородом при температуре подложки InAs 200-220 $^\circ\text{C}$. Перед осаждением диэлектрика поверхность InAs подвергалась химической модификации. В процессе модификации на поверхности InAs формировался переходной слой толщиной от 7 до 15 нм, который оказывал существенное влияние на характеристики МДП-структур. Дополнительно исследовались МДП-структуры со сверхтонкими диэлектрическими слоями естественного окисла толщиной $\sim 2\text{-}4 \text{ нм}$, сформированного на поверхности InAs при химических обработках

поверхности полупроводника. Приборными структурами были элементы фотоприемных линеек и матриц с площадью $\sim 10^{-5} - 10^{-4} \text{ см}^2$. Все структуры были изготовлены на замкнутой технологической линейке Института физики полупроводников СО РАН.

При исследовании в качестве основных методов применялись методы исследования частотных зависимостей ВФХ и проводимости на переменном сигнале МДП-структур, релаксации емкости и поверхностного потенциала при неравновесном импульсном обеднении МДП-структур, туннельной спектроскопии МДП-структур со сверхтонкими диэлектрическими пленками, современные методы анализа состава переходного слоя и диэлектрической пленки (РФЭС и ИК-спектроскопия) и специфические методы анализа приборных структур.

Научная новизна заключается в создании физико-технологических основ фоточувствительных полупроводниковых приборов зарядовой инжекции на арсениде индия. К новым научным результатам следует отнести:

1. Создание совершенной границы раздела InAs – диэлектрик с плотностью поверхностных состояний $< 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$.
2. Определение спектра поверхностных состояний при различных способах химической модификации поверхности полупроводника.
3. Построение математической модели МДП-структуры, позволяющей моделировать высокочастотные, низкочастотные и динамические ВФХ с учетом ГУ в ОПЗ полупроводника при концентрациях сравнимых с уровнем легирующей примеси.
4. Определение энергетических параметров и сечения захвата ПС и ГУ в МДП-структурах.
5. Выяснение механизма развития гистерезисных явлений, проявляющихся в деформации ВФХ МДП-структур в сильных электрических полях.
6. Уточнение условий протекания туннельного тока в ОПЗ полупроводника и полевой зависимости плотности генерационного тока при неравновесном обеднении.

7. Выяснение механизма проводимости диэлектрических пленок SiO_2 , полученных окислением моносилана в кислороде в слабых и сильных электрических полях.

8. Определение особенностей формирования шумов в МДП-структурах при неравновесном импульсном обеднении.

9. Исследование состава сверхтонких диэлектрических пленок естественного окисла на поверхности InAs методом туннельной спектроскопии.

10. Объяснение особенностей протекания туннельного тока в МДП-структурах со сверхтонкими слоями естественного окисла на InAs.

11. Создание многоэлементных приемников инфракрасного излучения средневолнового диапазона с обнаружительной способностью, близкой к теоретическим значениям в режиме ограничения флуктуациями комнатного фона.

Научная и практическая значимость работы заключается в комплексном изучении свойств МДП-структур на InAs с определением и уточнением ряда величин и параметров, характеризующих электрофизические свойства ОПЗ полупроводника, границы раздела полупроводник – диэлектрик и МДП-структуры в целом. Это позволило предложить ряд технологических приемов и реализовать многоэлементные ПЗИ - структуры на основе которых был разработан ряд гибридных микросхем с приемниками излучений линейчатого и матричного типов. На основе гибридной микросхемы с фотоприемником матричного типа реализована тепловизионная камера, обладающая высокой температурной чувствительностью и хорошим контрастом на термограммах объектов.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на совещании “Физика поверхностных явлений в полупроводниках” (Киев, 1984 г.); “Всесоюзной школе по физике поверхности” (Москва, 1986 г.); “Всесоюзной школе по физике поверхности” (Карпаты, 1986 г.); “V-республиканской конференции “Физические проблемы МДП-интегральной электроники” (Москва, 1987 г.); “7 Seminar of socialist countries on electron spectroscopy” (Bourgas, Bulgaria, 1988 г.); “Электронные процессы на поверхности и в тонких слоях полупроводников (Новосибирск, 1988)”; на международных конференциях “OPTO 92” (Paris, France, Palas des Congres 14-

16 Avril, 1992 г.); “Infrared detectors and focal plane arrays” (USA, 1994); “Materials Research Sociaty” (USA, Boston, 1996 г.), “IV Российской конференции по физике полупроводников” (Новосибирск 1999), “Фотоэлектроника и приборы ночного видения” (Россия, Москва, 2002 г.). Работа поддерживалась грантом РФФИ № 96-02-19023 и докторонтурой Томского Государственного Университета.

Глава 1. Проблемы пассивации поверхности полупроводников A_3B_5

§ 1.1. Краткая характеристика арсенида индия (InAs)

Монокристаллический арсенид индия относится к классу интерметаллических полупроводниковых соединений элементов III и V групп периодической системы элементов Д.И.Менделеева (A_3B_5) и представляет собой алмазоподобную фазу. Бинарные соединения A_3B_5 интенсивно изучались с момента обнаружения у них полупроводниковых свойств (начало 50 – х годов XX века). По типу химической связи InAs занимает промежуточное положение между Ge (ковалентная связь) и MgO (ионная связь). С точки зрения квантовой механики химическая связь образована за счет sp^3 гибридных связей. Сумма валентных электронов двух ближайших атомов равна восьми, а у каждого атома в среднем будет четыре валентных электрона. Вследствие различия атомов обоих компонент, электронные облака оказываются несимметричными, вследствие чего атомы In ($5s^25p^1$) и As ($4s^24p^3$) приобретают отрицательный и положительный заряды, что приводит к смешанному типу химической связи.

Арсенид индия является узкозонным полупроводником с кубической структурой цинковой обманки с тетраэдрическим расположением атомов и прямым оптическим переходом в центре зоны Бриллюэна (Г-точка). Структура цинковой обманки идентична кристаллической решетке алмаза, но соседями выбранного атома оказываются всегда атомы разных элементов (координационное число 4/4, симметрия $T_d - 43m$, центр инверсии отсутствует). Структуру можно представить как две вставленные друг в друга гранецентрированные кубические решетки. Семейство направлений объемной диагонали (111) состоит из подсемейств положительных (А) и отрицательных (В) диагоналей, а каждая кристаллографическая плоскость (111) является сдвоенной. По этой причине одна поверхность плоскости кристалла (111) будет, например мышьяковой, то противоположная будет индиевой.

Приведенная зона Бриллюэна представляет собой многогранник, окруженный шестью плоскостями (100) и восемью плоскостями (111) [1]. На рис.1.1 показана зонная диаграмма кристалла InAs. Ширина запрещенной зоны

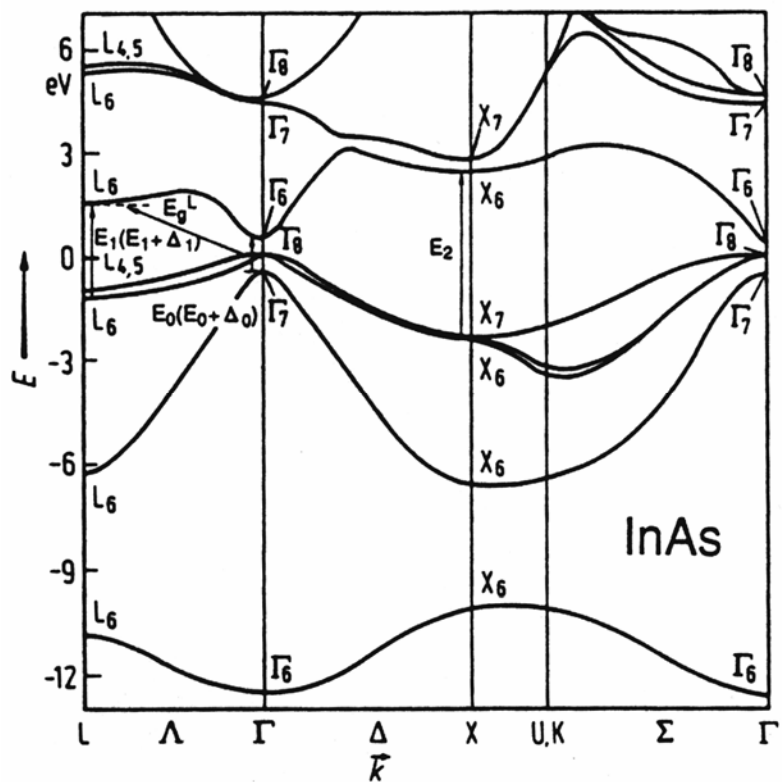


Рис.1.1. Энергетическая структура объемных зон InAs, вычисленная в работе [2] и позднее приведенная в [14].

при комнатной температуре составляет величину $\sim 0,36$ эВ. Вблизи дна зоны проводимости кривизна $E(k)$ велика и эффективная масса электрона составляет величину (0,02; 0,023; 0,025; 0,026; 0,027; 0,03) массы свободного электрона (по данным разных авторов из измерений эффекта Холла, термо-эдс, диамагнитного эффекта Ландау, эффекта Фарадея, оптических измерений, циклотронного резонанса).

Зона проводимости состоит из нескольких подзон с минимумами в точке $k = 0$ [3]. Теоретически нельзя предсказать, какой из минимумов является абсолютным. Спиновое вырождение отдельных подзон снимается и если минимум в самой нижней подзоне оказывается в точке $k = 0$, все остальные подзоны лежат так высоко, что остаются незанятыми. Из теории Кейна следует, что зона непараболична, но изотропна (сферически симметрична). Поэтому электроны в зоне обладают скалярной эффективной массой, зависящей от энергии.

При увеличении энергии электрона над дном зоны заметна непараболичность зоны проводимости. Так при измерениях эффективной массы электрона на поверхности уровня Ферми [4 - 6] в диапазоне концентраций доноров $10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (7,3 - 158 мэВ выше дна зоны проводимости) эффективная масса в зоне проводимости меняется слабо (от 0,03 до $0,034m_0$), что указывает на малое изменение кривизны зоны. Оценки энергии проведены по известной формуле полного вырождения электронного газа:

$$E_F(0) = \frac{\hbar^2}{2m_n} (3\pi^2 \cdot n)^{2/3} \quad (1.1)$$

При дальнейшем увеличении концентрации электронов в зоне проводимости эффективная масса электрона плавно возрастает и при концентрациях $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ достигает величины $m_n = 0,8 \cdot m_0$. Возрастание массы указывает на заметное уменьшение кривизны энергетической поверхности $E(k)$. Валентная зона InAs состоит из двух подзон тяжелых дырок с эффективной массой $m_p = 0,41 m_0$ и зоны легких дырок, вырожденной при $k=0$ с эффективной массой $m_p = 0,025 m_0$. Энергии в максимуме для подзон различаются на величину не более чем в ~ 6 мВ. Имеется также отщепленная зона за счет спин-орбитального взаимодействия с эффективной массой $m_p = 0,083 m_0$ [7].

Известно, что объемный монокристаллический InAs после очистки всегда получается n – типа проводимости с концентрацией $(1\div 3)\cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n \approx 23000\div 30000 \text{ см}^2/\text{Вс}$ (300K), $\mu_n \approx 60000 \text{ см}^2/\text{Вс}$ (77K), $\mu_p \approx 200\div 450 \text{ см}^2/\text{Вс}$ (300K), $\tau_p \sim 10^{-8} \text{ с}$. Автоэпитаксиальные нелегированные пленки InAs, выращенные методом газофазной эпитаксии на сильнолегированных подложках InAs характеризуются лучшими параметрами [8, 9]. Пленки получают n – типа проводимости с концентрацией $(1\div 5)\cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n \approx 60000\div 70000 \text{ см}^2/\text{Вс}$ (300 K), $\mu_n \approx 120000 \text{ см}^2/\text{Вс}$ (77 K), $\tau_p \sim 0,1 \div 3 \text{ мкс}$. В работах приводятся данные по наиболее чистым нелегированным пленкам, выращенным хлоридно-гидридным методом на подложках p - типа. Пленки имели n - тип проводимости с $n \sim (1\div 5)\cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n \sim (1\div 1,5)\cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $\tau_p \sim 1\div 6 \text{ мкс}$.

Температурные зависимости подвижности описываются зависимостями $\mu_n \sim T^{-1,5}$, $\mu_p \sim T^{-\alpha}$, где $\alpha > 2$. Полагают, что в основном механизмом рассеяния является рассеяние на поляризационных колебаниях решетки [10 –13]. Теория для чисто полярного рассеяния при 300 K дает величину $\mu_p \approx 500 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Анализ инфракрасного поглощения на свободных носителях и явлений переноса [14], проведенный для образцов n -типа проводимости показал, что рассеяние электронов на акустических фононах InAs не существенно, в чистых образцах доминирует рассеяние на оптических фононах. В легированных образцах существенны механизмы рассеяния на ионах примеси и оптических фононах. Совпадение теории и эксперимента достигнуто при использовании константы деформационного потенциала в 10 эВ (теоретическое значение константы 9,3 эВ).

Донорными примесями в InAs являются элементы: Cu, Si(0,4), Ge (0,07), Sn (0,09), S (1), Se (0,93), Te (0,44) [15-17]. В скобках приведен коэффициент распределения, связанный со скоростью диффузии элемента в InAs. Энергию залегания донорной примеси в запрещенной зоне InAs относительно дна зоны проводимости и боровский радиус можно оценить по известным соотношениям (в рамках водородоподобной модели):

$$\delta E = \frac{13,6}{(\varepsilon_o \cdot \varepsilon_s)^2} \left(\frac{m_n^*}{m_0} \right) \quad (1.2)$$

$$a = \frac{0,53 \cdot \varepsilon_o \cdot \varepsilon_s}{m_n / m_0} \quad [\text{Ангстрем}] \quad (1.3)$$

Оценки показывают, что величина $\delta E \sim 0,0015$ эВ и $a \sim 33$ нм.

Акцепторными примесями являются элементы: Mg (0,7), Zn (0,77), Cd ($\delta E \sim 0,05$ эВ и $a \sim 1,2$ нм). Экспериментально, например установлено что для Zn $\delta E_{Zn} \approx 0,07$ эВ). Можно сказать, что доноры не имеют определенной энергии ионизации. Вследствие малой величины эффективной массы и большой орбиты электрона даже при малых концентрациях доноров образуется примесная зона, которая перекрывается с зоной проводимости. Известно, например, что свинец в InAs растворяется плохо и на концентрацию электронов в зонах не влияет.

Одним из главных механизмов, определяющих качество полупроводникового материала являются генерационно-рекомбинационные свойства объема полупроводника. В важных фотоэлектрических процессах, например, при поглощении света определенной длины волны в разрешенных зонах появляются избыточные над равновесными электроны и дырки. Скорость спада носителей во времени зависит от механизмов рекомбинации. К ним следует отнести:

1. Межзонные излучательные переходы. На InAs наблюдался лазерный эффект при длине волны 3,1 мкм. Собственное рекомбинационное время жизни в InAs можно оценить величиной в 15 мкс (для концентрации носителей 10^{17} см⁻³) и вероятность (коэффициент) излучательной рекомбинации величиной $1,3 \cdot 10^{11}$ см³/с [18]. В обзорной работе [19] измеряли квантовый выход рекомбинационного излучения и определили величину вероятности $\approx 2,9 \cdot 10^{11}$ см³/с.

2. Межзонную Оже - рекомбинацию, которая может оказывать влияние на общую тенденцию снижения времени жизни от температуры. Для эпитаксиальных пленок *n*-InAs при концентрации примеси от 10^{15} до 10^{16} см⁻³ при малых уровнях фотовозбуждения этот процесс не является существенным [19].

3. Безизлучательная рекомбинация с участием глубоких рекомбинационных центров (глубокие уровни, уровни прилипания, дефекты, примеси). Эти процессы в основном контролируют объемное время жизни InAs. Нарушение кристаллической структуры на поверхности полупроводника приводит к повышенной концентрации рекомбинационных центров и описывается скоростью поверхностной рекомбинации (s), которая численно равна нормальной к поверхности скорости потока избыточных электроно -

дырочных пар, поглощаемых поверхностью за счет рекомбинации. Для сравнения рекомбинационной способности объема полупроводника и поверхности следует сравнивать величину времени жизни с D/s^2 (здесь D – коэффициент диффузии неосновных носителей заряда). Известно, что в InAs глубокие уровни могут принадлежать кислороду. По данным фотоэлектромагнитного эффекта и фотопроводимости, измеренных при комнатной температуре, известно, что в нелегированных кристаллах n -InAs время жизни $\tau_p \approx 6 \cdot 10^{-8} \div 2 \cdot 10^{-7}$ с, а величина $s < 10^3$ см/с для травленной поверхности и $s \approx 10^5$ см/с для не травленной. Для образцов p – InAs оценочная величина $\tau_n \sim 5 \cdot 10^{-10}$ с. Следует отметить, что данных о глубоких уровнях в InAs в литературе не много. В обзорной работе [14] отмечается, что роль электрически активных центров играют комплексы, образованные в результате взаимодействия остаточных примесей с собственными точечными дефектами InAs. Использование свинца в качестве нейтрального растворителя при выращивании эпитаксиальных слоев InAs позволяет, например выращивать пленки компенсированного материала ($n \sim 10^{15}$ см⁻³, $\mu_n \sim 4 \cdot 10^3$ см²/В·с при 77 К). Из данных электрических и фотоэлектрических измерений определены уровни донорного типа (2, 10-20 и 100-200 мэВ) и акцепторного типа (50 мэВ), связанные со структурными дефектами и примесями. В компенсированных образцах p -типа, легированных одновременно Zn и Te и выращенных по методу Чохральского по данным температурных зависимостей коэффициента Холла и удельного сопротивления образцов обнаружены уровни в запрещенной зоне InAs на 70-80 мэВ выше потолка валентной зоны. Из фотоэлектрических измерений (ФМЭ/ФП), выполненных на образцах n -типа с концентрацией доноров $(2 \div 6) \cdot 10^{16}$ см⁻³ и p -типа с концентрацией акцепторов $(2 \div 6) \cdot 10^{17}$ см⁻³ в интервале температур 80- 300 К, авторы [20] установили, что в материале p -типа присутствует ярко выраженный захват неосновных носителей ($\tau_p/\tau_n \sim 10^2 \div 10^3$) при низких температурах. В материале n -типа захват выражен заметно слабее при низких температурах и отсутствует при комнатных ($\tau_p = \tau_n$). Из величины времени жизни оценивалось положение глубокого уровня над потолком валентной зоны ($\sim 0,15$ эВ). Предполагается, что высока концентрация уровней и велико отношение сечений захвата электронов и дырок. В работе [21] проводились температурные измерения времени жизни

основных носителей в материале n – типа InAs в зависимости от концентрации электронов в зоне. Было установлено, что время жизни, либо экспоненциально возрастает при уменьшении температуры, либо изменяется слабо. Автор объяснил зависимости в предположении существования донорного центра, локализованного на 0,23 эВ ниже дна зоны проводимости. Наличие уровня следует из спектрального распределения фотопроводимости при температуре 90 К. В спектре фотопроводимости присутствует очевидный пик, связанный с собственным фотооткликом на длинноволновой границе ~ 3 мкм. В спектре наблюдается также пик примесной фотопроводимости вблизи ~ 5 мкм. Часть уровней была ионизована фоновым излучением и работала как рекомбинационный центр.

Фотопроводимость кристаллов n – и p – InAs за краем собственного поглощения исследовалась при $T=6$ К в работе [22]. Авторы предполагают, что особенности в спектрах образцов p – типа связаны с наличием в запрещенной зоне уровней 25 мэВ, 110 мэВ и 190 мэВ выше потолка валентной зоны. Ниже дна зоны проводимости обнаружены уровни 110 мэВ и 130 мэВ. Авторы полагают, что уровень 25 мэВ связан с цинком.

Результаты исследований оптических свойств InAs приведены в работах [23,24], а наиболее полные справочные данные о параметрах InAs в [25].

§ 1.2. Зонная диаграмма и принцип работы МДП-структуры на InAs

На рис.1.2 показана зонная диаграмма реальной МДП-структуры при отрицательном смещении, приложенном к затвору. Реальная структура отличается от идеальной наличием переходного слоя сложного состава толщиной d_n и глубоких уровней, локализованных вблизи середины запрещенной зоны InAs. При анализе экспериментальных данных основные величины, характеризующие слои, были взяты из литературных данных, часть из них уточнялась в экспериментах.

Фоточувствительной ячейкой линейчатого модуля ФПУ является МДП-конденсатор, показанный на рис.1.3. Геометрические размеры конденсатора определяются затвором (7) и частично металлической разводкой (10). Металлический экран (9) защищает периферию ПЗИ-элемента от паразитных

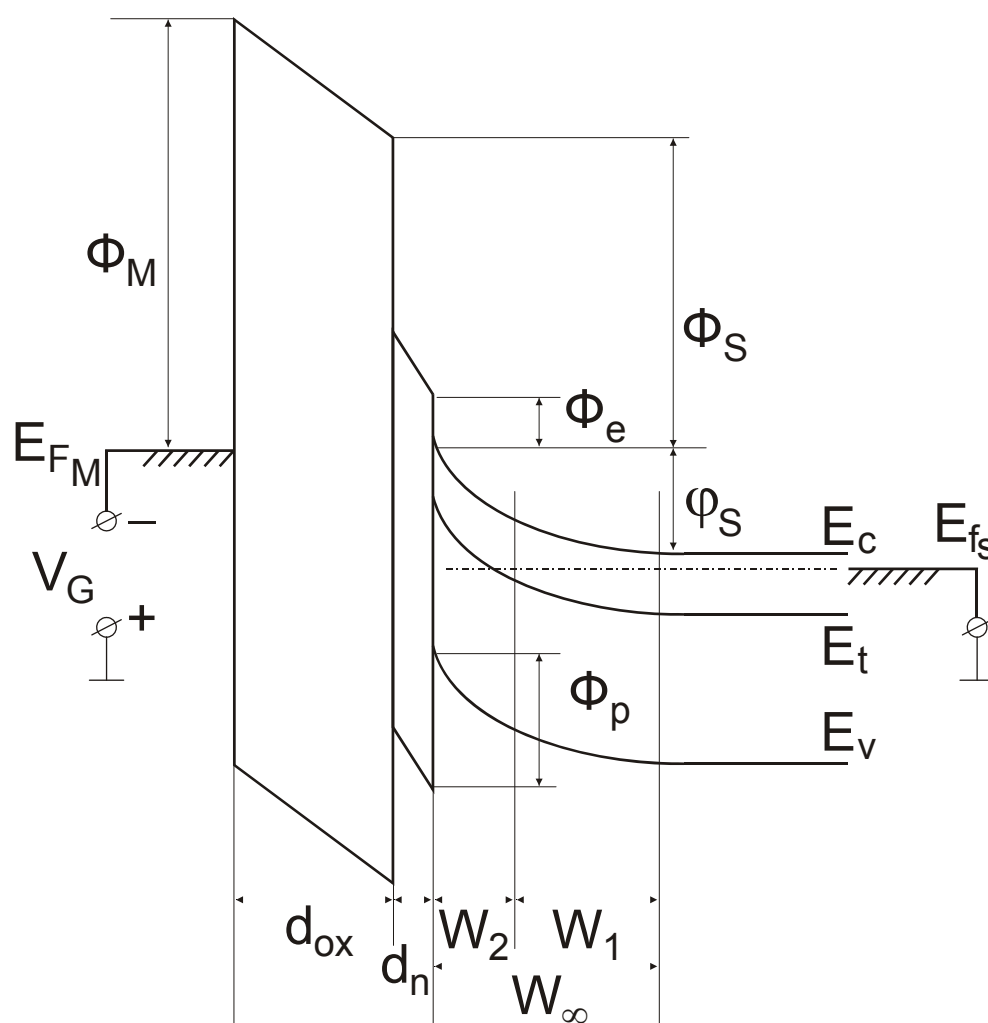


Рис.1.2. Зонная диаграмма реальной МДП-структуры при отрицательном смещении на затворе. Здесь: E_{FM} и E_F - уровни Ферми затвора и полупроводника; Φ_M - потенциальный барьер для электронов на границе затвора с диэлектриком; Φ_S - потенциальный барьер для электронов между полупроводником и диэлектриком; Φ_e и Φ_p потенциальные барьеры для электронов и дырок на границе полупроводника с переходным слоем; d_n - толщина переходного слоя (собственный или модифицированный окисел на поверхности полупроводника); W_∞ , W_1 , W_2 - толщины ОПЗ полупроводника и ее частей, разделенных точкой пересечения ГУ уровня Ферми.

засветок. Фоточувствительная ячейка матрицы показана на рис.1.4 и отличается от элемента линейки отсутствием металлического экрана и разводки, а также наличием на непланарной стороне просветляющего диэлектрического покрытия.

При приложении к затвору ПЗИ-элемента импульса обедняющего напряжения часть смещения упадет на подзатворном диэлектрике, другая часть в приповерхностной области полупроводниковой подложки, переводя ее в область неравновесного обеднения основными носителями заряда (для полупроводника n-типа проводимости это электроны). Изгиб зон на поверхности полупроводника (разность потенциалов на границе раздела полупроводник - диэлектрик и в объеме полупроводника) в начальный момент времени будет таким, что заряд в области обеднения ПЗИ-элемента, локализованный на донорных уровнях, компенсирует избыточный заряд на затворе, появившийся в результате действия импульса обеднения. Перераспределение электрических полей в ПЗИ-элементе произойдет за время диэлектрической релаксации (максвелловское время $\sim 10^{-13}$ с). Под затвором образуется потенциальная яма, параметры которой зависят от амплитуды импульса, концентрации легирующей примеси полупроводниковой подложки и удельной емкости затворного диэлектрика. Затем ПЗИ-элемент начнет релаксировать к стационарному состоянию. Процесс релаксации обусловлен накоплением в потенциальной яме приповерхностной области полупроводника неосновных носителей заряда:

- генерированных ИК-излучением объекта (полезный сигнал);
- генерированных ИК-излучением фона (паразитный сигнал);
- за счет генерации через глубокие уровни, локализованные вблизи середины запрещенной зоны полупроводника, глубокие уровни определяют темновые процессы генерации - рекомбинации в ОПЗ полупроводника (паразитный сигнал);
- поступающих за счет диффузии из квазинейтрального объема полупроводника (полезный и паразитный сигналы).

При этом возникшие в процессе генерации свободные носители заряда частично экранируют внешнее электрическое поле, уменьшая толщину обедненного слоя и увеличивая емкость ПЗИ-элемента. Дырки под влиянием

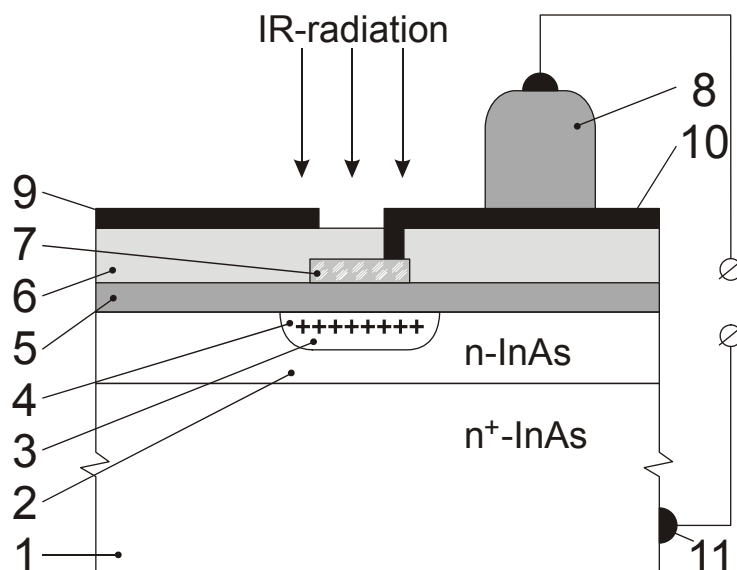


Рис.1.3. Поперечное сечение ПЗИ-элемента ФП-линейки. Здесь 1 – сильнолегированная подложка; 2 – слаболегированный эпитаксиальный слой; 3 – ОПЗ InAs; 4- инверсионный слой в приповерхностной области InAs; 5 – подзатворный диэлектрик; 6 – защитный слой низкотемпературной двуокиси кремния; 7 – прозрачный проводящий затвор из окиси индия; 8 – индиевый столбик высотой 5-10 мкм; 9 – металлический экран, защищающий периферию элемента от паразитных засветок; 10 – проводящая шина для присоединения столбика к затвору ПЗИ-элемента; 11 – омический контакт к подложке InAs.

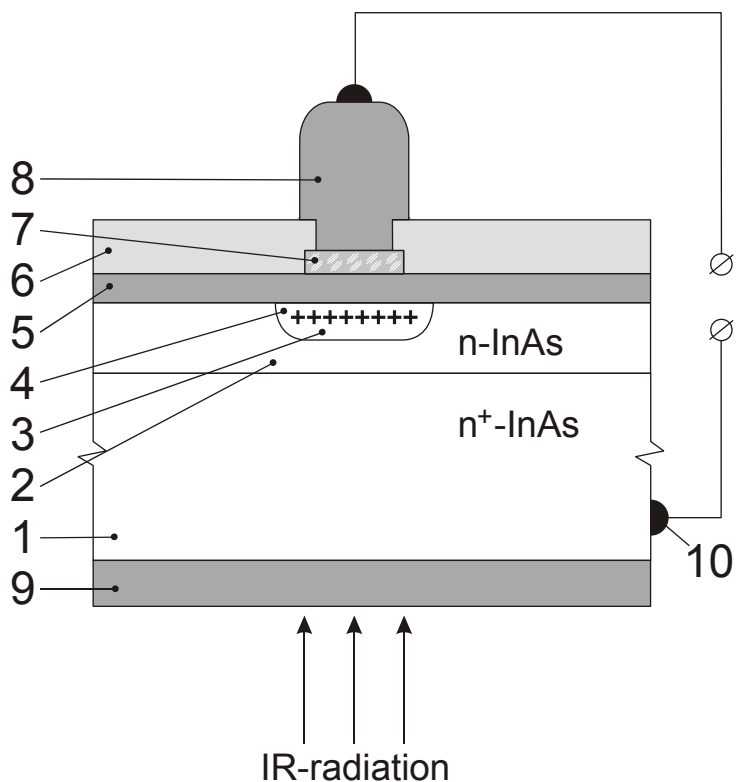


Рис.1.4. Поперечное сечение ПЗИ-элемента матрицы. Здесь 1-8 и, идентичны рис.4; 9– просветляющее диэлектрическое покрытие; 10 – омический контакт к подложке InAs.

электрического поля движутся к границе раздела полупроводник-диэлектрик, накапливаясь в инверсионном слое. Считывание информационного заряда проводится на последовательно присоединенной нагрузочной емкости (C_n), на которой происходит интегрирование тока во внешней цепи ПЗИ-элемента. Фотоотклик, пропорциональный интегральной освещенности за время накопления сигнала, регистрируется всеми фотодатчиками, присоединенными к индивидуальным ячейкам считывания кремниевого мультиплексора. Мультиплексор один раз за время накопления (0,2-50 мс) проводит последовательный опрос элементов. Усиленные сигналы с фотодатчиков через сдвиговый регистр мультиплексора выводятся на один или два выхода (зависит от конструкции ФПУ).

При изготовлении МДП-структур главными технологическими задачами являются:

1. Создание границы раздела полупроводник-диэлектрик с заданными и воспроизводимыми электрофизическими параметрами:

-плотностью поверхностных состояний $\leq 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$;

-временем релаксации поверхностного потенциала в МДП-структурах при неравновесном импульсном обеднении $> 15\text{-}20 \text{ мс}$ (при температуре 150K);

-плотностью заряда медленных состояний вблизи границы раздела полупроводник - диэлектрик, вызывающих гистерезисные явления вольт-фарадных характеристик $< 5 \cdot 10^{-8} \text{ К/см}^2$.

2. Разработка технологии синтеза низкотемпературного диэлектрика, обеспечивающего пассивацию границы раздела InAs-диэлектрик, выдерживающего фотолитографические процессы, необходимые для изготовления многоэлементных ФПУ методами планарной технологии и обладающего высокой диэлектрической прочностью.

Одним из способов защиты поверхности полупроводников типа A_3B_5 при изготовлении приборов, является осаждение пленки двуокиси кремния в процессе реакции окисления моносилана кислородом [26]. Осаждение SiO_2 проводят при температурах 150-250°C, поскольку при более высоких температурах нарушается стехиометрия поверхности InAs за счет испарения элемента 5 группы. Основная невоспроизводимость электрофизических свойств границы раздела связана с наличием остаточного окисла,

образующегося на поверхности подложек. Этот слой после травления InAs в любом травителе после экспозиции на воздухе уже через несколько минут имеет толщину 3-6 нм, измеренную эллипсометрическим или другим способом и имеет сложный состав [27-28]. Переходной слой является нестехиометричным, состоит из смеси окислов индия и мышьяка [29], содержит также элементный мышьяк и другие примеси, и является причиной полевой нестабильности электрофизических параметров МДП-структур, в частности, изменения напряжения плоских зон под действием поперечного электрического поля напряженностью $5 \cdot 10^5$ - $4 \cdot 10^6$ В/см [30]. При осаждении SiO_2 поверхность InAs с остаточным окислом подвергается воздействию газов - реагентов и воды, которая образуется в реакторе в процессе синтеза диэлектрика. При этом изменяются как свойства остаточного окисла (переходного слоя) так и свойства границы раздела полупроводник - диэлектрик.

§ 1.3. Проблемы пассивации поверхности полупроводников A_3B_5 и создание МДП-структур.

МДП-структуры с емкостью, зависящей от напряжения, являются самостоятельным активным полупроводниковым прибором а также являются составной частью некоторых важных полупроводниковых приборов микроэлектроники, например полевого транзистора с изолированным затвором. Кремниевые МДП - структуры и активные элементы полупроводниковых интегральных микросхем заняли лидирующее положение благодаря уникальной пассивирующей способности поверхности полупроводника собственным окислом в системе Si-SiO₂.

МДП-структуры на интерметаллических полупроводниковых соединениях типа A_3B_5 являются важным активным элементом полупроводниковой микрофотозлектроники и привлекательны наличием прямых зон (прямой оптический переход в центре зоны Бриллюэна) и высокой подвижностью электронов (важный момент для высокочастотных приборов). К сожалению, собственные окислы на всех наиболее важных полупроводниках типа A_3B_5 не имеют таких хороших пассивирующих свойств как на кремнии.

Рассмотрим вопросы пассивации полупроводников типа A_3B_5 . К наиболее важным полупроводникам типа A_3B_5 относятся соединения GaP, GaAs, GaSb, AlP, InP, InAs и InSb [3]. В последнее время при создании различных физических и приборных структур используются тройные InGaAsP и четверные соединения типа InGaAsSb, AlAs, GaAlAs и др. Максимальное число научных работ посвященное вопросам пассивации поверхностей полупроводников A_3B_5 и созданием МДП-структур выполнено за период 1976 – 1990 годов. Пассивация поверхности полупроводника полностью определяет электрофизические параметры границы раздела и определяет свойства МДП-структур.

Общую идеологию пассивации поверхности полупроводника в значительной степени сформировали импирические поисковые работы. Среди обзоров на эту тему можно выделить работы [31-35].

Известно, что на сколотов в сверхвысоком вакууме поверхности Si присутствует высокая плотность поверхностных состояний достигающая величин $>10^{14} \text{ см}^{-2}$, которая примерно равна числу атомов на поверхности полупроводника, имеющих одну оборванную связь. Энергетически поверхностные состояния локализованы в запрещенной зоне и в запрещенной зоне закрепляют уровень Ферми так, что проявить известный эффект поля для модуляции поверхностной проводимости не представляется возможным. Но уже напуск чистого кислорода в вакуумную камеру до давлений 10^{-2} торр снижает плотность ПС примерно на порядок и при дальнейшем увеличении давления кислорода до нескольких торр снижает плотность ПС до уровня $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$, происходит открепление уровня Ферми, появляется возможность промодулировать электрическим полем проводимость приповерхностного слоя полупроводника и получить выпрямляющие свойства поверхностных *p-n* переходов. Уже в этом проявляются хорошие пассивирующие свойства двуокиси кремния на кремнии.

На полупроводниках A_3B_5 ситуация радикально иная. На сколотов поверхности полупроводника в сверхвысоком вакууме плотность ПС в запрещенной зоне отсутствует [36]. Пример приведен для (110) GaAs, но позднее получены аналогичные данные для других полупроводников. Квантовомеханические расчеты предсказывают, что если при раскалывании

полупроводника атомы на поверхности скола не изменяют свое положение, относительно расположения в объеме, то после скола должен развернуться сценарий кремния. Для объяснение физической картины предполагается [37], что после скола на поверхности полупроводников A_3B_5 происходит перестройка поверхностных атомов, с целью понижения энергии, и реализуется вариант энергетической диаграммы, показанный на рис.1.5. Энергетические уровни, связанные с атомами As, и Ga попадают в разрешенные зоны.

Достаточно нанести на поверхность скола полупроводника доли монослоя атомов металла или кислорода и на поверхности полупроводника появляется плотность состояний $> 10^{13} \text{ см}^2 \text{ эВ}^{-1}$, при этом происходит закрепление уровня Ферми на ПС, локализованных в запрещенной зоне полупроводника. Дальнейшая задача заключается в проведении технологических процессов, направленных на снижение плотности ПС и открепления уровня Ферми, т.е. провести модификацию поверхности и нанести диэлектрический слой, формирующий основу МДП-структуры. При создании МДП-структур используются следующие способы пассивации:

1. Химическая пассивация поверхности полупроводника в жидких растворах.
2. Термическое окисление полупроводника.
3. Выращивание на поверхности полупроводника анодного окисла, часто в состав электролита вводят химические добавки, например фторсодержащие.
4. Плазмохимическая обработка полупроводника, при которой на поверхности полупроводника выращивается модифицированный переходной слой в виде окислов или иных соединений.
5. Халькогенидная пассивация [35] при которой проводят осаждение на поверхность полупроводника атомов серы или селена, что приводит к снижению плотности ПС, уменьшению скорости поверхностной рекомбинации и существенному замедлению процессов окисления пассивированной поверхности полупроводника на атмосфере.
6. Эпитаксиальное наращивание на поверхности полупроводника флюоридов [34] типа CaF_2 , SrF_2 , $\text{BaF}_2\text{Ca}_x\text{Sr}_{1-x}\text{F}_2$, LaF_3 , $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{F}_2$. Пленки флюоридов также обладают приличными диэлектрическими свойствами и их можно использовать в качестве изолирующего диэлектрика в МДП-структурах

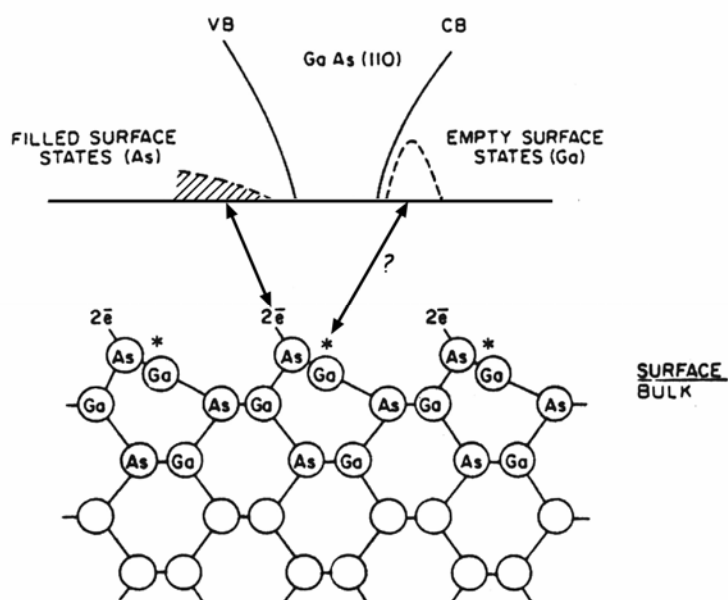


Рис.1.5. Схематическая диаграмма электронной структуры зон после перестройки (релаксации) поверхности GaAs (110) [37]. Атомы As имеют по два электрона в заполненных $4s^2$ состояниях и за счет p^3 -связи выталкиваются наружу на доли ангстрема. Атомы Ga проседают вниз. Соответственно изменяется энергетическое положение пустых и заполненных поверхностных состояний.

После проведения операции модификации поверхности наносится подзатворный диэлектрик и полевой затвор МДП-структуры. Часто для улучшения параметров МДП-структур проводятся дополнительные термоотжижки, иногда радикально влияющие на параметры структур. Диэлектрические слои наносят либо вакуумным испарением массивного материала, либо в процессе осаждения при проведении химических реакций (например термического окисления моносилана в кислороде при достаточно низких температурах), либо в процессе проведения плазмохимических реакций [38].

GaAs. Среди работ, касающихся вопросов пассивации полупроводника можно выделить несколько типов работ:

Направленных на исследование начальных стадий окисления чистой поверхности [39] или исследования начальных стадий адсорбции различных атомов. Например, анализ энергетических сдвигов в фотоэлектронных спектрах Ga_{3d} и As_{3d} позволяет проследить за изменением уровня Ферми, а также установить, что форма спектра As_{3d} скорее всего соответствует присутствию фазы As_2O_5 .

Направленных на исследование начальных стадий окисления реальных поверхностей [40-44] и выращенных диэлектрических пленок. Такие работы направлены на изучение механизма формирования анодных или термических окислов, выяснения характера молекулярных связей на границе раздела полупроводник - окисел, механизма роста пленок, состава формируемых пленок. Показано, например, профилированием Оже-линий и фотоэлектронных спектров, что при окислении поверхности полупроводника образуются полуторные оксиды галлия и мышьяка с неоднородным распределением концентрации по глубине формируемой пленки. Методом вольтамперометрии обнаружен более сложный состав анодных окислов, в состав которых входят кластеры кристаллического мышьяка, As_2O_4 , As_2O_5 , $GaAsO_4$.

Направленных на исследование технологических процессов создания МДП-структур и электрофизических свойств границы раздела полупроводник - диэлектрик. Такие публикации подготавливают возможность создания приборных структур.

Многочисленные попытки уменьшить плотность состояний на границе раздела GaAs – окисел оказались безуспешными. Высокая плотность состояний ($>10^{12} \text{ см}^{-2}\text{эВ}^{-1}$) не зависит от процесса термического роста окисной пленки, процесса проведения роста анодной окисной пленки или процесса плазменного окисления. По данным разных авторов иногда наблюдался U – образный рост плотности ПС к краям разрешенных зон, иногда наблюдаются особенности в виде пиков плотности ПС вблизи С- и V- зон. [45-52]. Как правило при измерениях используют метод Термана и метод проводимости на переменном сигнале.

Делается предположение о том, что существуют собственные дефекты GaAs/стеклообразующий окисел [42]. Предполагается, что источником ПС и ловушек ответственных за развитие гистерезиса ВФХ является присутствие на границе раздела элементного мышьяка [53-56]. Слой мышьяка на границе раздела GaAs/окисел весьма стабилен и не исчезает даже при высоких температурах отжига структур, причем после отжига в газообразном азоте мышьяк кристаллизуется в виде кластеров на поверхности и резко ухудшает параметры структур [57, 58].

По этой причине при проведении технологических операций полезно удалить или перевести в какие-то соединения элементный мышьяк с границы раздела полупроводник окисел. Например, отжиг структур в водороде при температуре 450°C заметно снижает величину гистерезиса в МДП-структурах и, соответственно, уменьшает количество элементного мышьяка на границе раздела GaAs/окисел, но резко усиливает утечки тока в пленке окисла, что, по-видимому, ухудшает свойства окисной пленки. Подбором технологических параметров при выращивании окисла на поверхности подложек GaAs можно снижать концентрацию мышьяка на границе раздела полупроводник – диэлектрик.

Фазовая диаграмма кристалл/стекло - $(\text{GaAs}/\text{As}_2\text{O}_3:\text{Ga}_2\text{O}_3)$, указывает на существование метастабильной фазы [59]. Частичное смещение состава в сторону Ga_2O_3 приводит к стабилизации системы. Предполагается, что несвязанная орбиталь As_2O_3 двухкомпонентного окисла может быть ответственной за присутствие поверхностных дефектов и нестабильность системы [42]. Теоретические и экспериментальные данные сходятся во мнении

о том, что естественные окислы не являются хорошими пассивирующими диэлектриками на GaAs. Несмотря на это одним из важных методов пассивации поверхности является выращивание на поверхности слоя анодного окисла. Химия гибридных связей предсказывает, что оксифлюоридные стекла такие как $As_xO_yF_z$ могут быть более стабильными.

Модификацию естественного окисла проводят, например, в плазме тлеющего или радиочастотного разряда смеси кислорода и фторсодержащего компонента, например CF_4 , являющегося источником ионов фтора [60, 61]. При проведении технологических процессов газы - реагенты выбираются из условия нескольких основных соображений. Реакционная способность образующихся радикалов в плазме должна быть больше для мышьяка, чем для галлия, продукты реакций должны быть летучими и не взаимодействовать с окислами мышьяка. При обработке поверхности GaAs в плазме содержащей радикалы фтора, образуется высоколетучее соединение AsF_3 с теплотой образования 218 ккал/моль, тогда как фторид галлия имеет теплоту образования около 38 ккал/моль). Было обнаружено, что на модифицированной поверхности уменьшается плотность ПС и увеличивается стабильность МДП-структур.

По данным разных авторов получаются совершенно разные результаты. Так в работе [60], выполненной на эпитаксиальных пленках $\langle 100 \rangle$ GaAs с концентрацией доноров $\sim 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, после выращивания окисных пленок толщиной 150 нм в плазме смеси газов CF_4/O_2 и последующего отжига структур при температуре 450 °С в течении получаса получают достаточно хорошие МДП-структуры, ВФХ которых на частоте 1 МГц имеет слабо выраженный гистерезис при развертке обедняющих напряжений до (–20 В), вид ВФХ – высокочастотный. Выход ВФХ на инверсионную полку показывает, что выращенный окисел не имеет заметных утечек тока. Хотя отмечается, что большинство ловушек, вызывающих гистерезис ликвидировано, но плотность ПС не приводится. По данным Оже-профилей атомный процент содержания кислорода в пленке медленно спадает примерно от $\sim 53 \text{ ат}\%$ на поверхности пленки до $\sim 40 \text{ ат}\%$ вблизи границы раздела GaAs/окисел с последующим резким спадом до полного исчезновения (объем полупроводника), процентное содержание Ga и As по пленке практически не изменяется и составляет

примерно 20-23 ат% и затем резко возрастает при приближении к границе раздела GaAs/окисел. Процентное содержание фтора по всему объему окисной пленки практически постоянно и составляет ~ 5 ат%, но вблизи границы раздела GaAs/окисел происходит накопление фтора до ~ 10 ат%.

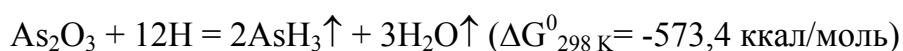
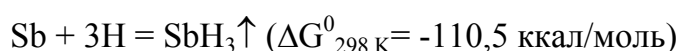
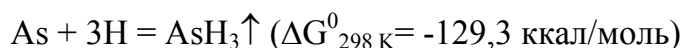
В работах [61 - 63] перед осаждением диэлектрика проводилось окисление поверхности эпитаксиальной пленки p - GaAs с концентрацией акцепторов $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в кислородной плазме с добавкой CF_4 . Были сделаны многократные попытки изменения параметров технологического процесса плазменного окисления GaAs, включая нагрев образцов до разных температур при проведении процесса. После извлечения образцов из реакционной камеры и напыления алюминиевых затворов измерялись ВФХ МДП-структур. Вид ВФХ имел характерный высокочастотный вид с достаточно слабо выраженным гистерезисом, кривые были растянуты по оси напряжений, что свидетельствовало о высокой плотности ПС. Плато на ВФХ в области обогащающих напряжений до -17 В отсутствовало. Самое интересное заключалось в том, что квазистатическая характеристика имела также высокочастотный вид вплоть до приложения истоющих напряжений в 16 В. Этот факт свидетельствует о закреплении уровня Ферми в запрещенной зоне GaAs, связанным с присутствием в запрещенной зоне полупроводника высокой плотности состояний (по оценкам авторов $N_{ss} \gg 10^{12} \text{ см}^{-2}$ на частотах ниже 5 мГц) и, соответственно, отсутствием возможности модулировать ВФХ напряжением до инверсионных изгибов зон (раньше наступает пробой диэлектрика). Отжиг изготовленных структур *in situ* до напыления затвора при температуре 350°C в $[\text{H}_2]/[\text{N}_2] = 50/50$ ситуацию ухудшал, увеличивая утечки тока сквозь диэлектрик так, что квазистатическую характеристику было невозможно измерить. Частичную модуляцию ВФХ и сдвиг максимума на G-V кривых, измеренных на частоте 10 кГц и 1 мГц в сторону обедняющих напряжений на величину 2 В свидетельствует о частичном закреплении уровня Ферми.

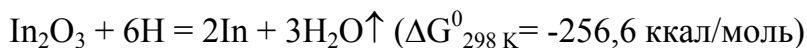
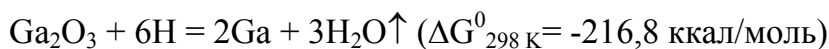
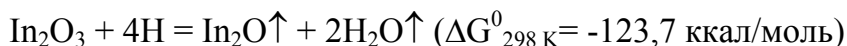
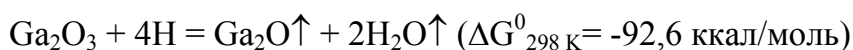
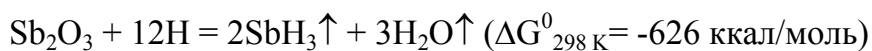
Для уменьшения плотности состояний в приповерхностной области кристаллических образцов GaAs в качестве пассивирующего покрытия используются пленки нитрида галлия [64]. Пленки GaN напылялись при комнатной температуре и при температуре 350°C с последующим отжигом в

азоте при 450 °С в течение 30 мин. Состав пленок контролировался с помощью Оже-профилирования. При комнатных температурах напыления пленок между GaN и GaAs наблюдался толстый слой оксида галлия, связанного с наличием остаточного кислорода и примесей, содержащих кислород в камере распыления. При этом ВФХ характеристики в области обогащения (емкость диэлектрического слоя) имели сильную частотную дисперсию. При более высоких температурах напыления содержание кислорода значительно уменьшается, а на ВФХ наблюдается подъем низкочастотной области (происходит активизация генерационно-рекомбинационных процессов или, соответственно, уменьшение генерационного времени жизни). Последующий отжиг приводил к уменьшению плотности поверхностных состояний. По данным разных авторов энергетическое распределение плотности поверхностных состояний существенно зависело от деталей технологического процесса. Вблизи середины запрещенной зоны плотность ПС достигала величины $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}\text{эВ}^{-1}$. Отмечается, что МДП-структуры из отожженной в азоте системы GaN/GaAs характеризуются меньшей плотностью ПС в верхней половине запрещенной зоны, по сравнению с покрытиями из собственных оксидов или других изоляторов. Этот факт авторы связывают с уменьшением кислорода и с соответствующим увеличением содержания азота в области границы раздела.

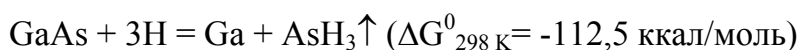
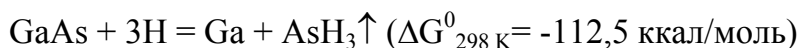
Общая логика формирования безкислородной границы раздела с целью модификации состава переходного слоя и последующего выращивания диэлектрика достаточно полно сформулирована в работе [65]. Картина технологических процессов изготовления МДП-структур на полупроводниках A_3B_5 при этом выглядит следующим образом.

На первом этапе предлагается удалить тонкие окисные слои естественного окисла и преобразовать свободный элемент III группы в нитрид. Для удаления естественного окисла предлагается провести обработку в плазме водорода, состоящей на 60% из атомарного водорода. Предполагается, что при обработке будут протекать следующие реакции:



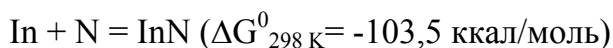
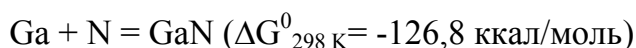


Кроме удаления компонент окисного слоя будет проходить процесс травления полупроводника с накоплением на поверхности элементов III группы:



Для GaAs скорость травления составляет ~ 1 нм/сек (при давлении в реакционной камере 0,15 мм рт.ст. и мощности плазмы ~ 300 Вт [66]).

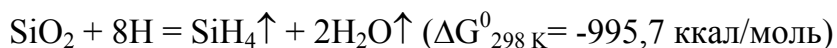
На втором этапе проводится обработка подготовленной поверхности полупроводника в плазме азота с целью образования сверхтонкого защитного слоя GaN (ширина запрещенной зоны $\sim 3,5$ эВ) для GaAs, или InN (ширина запрещенной зоны ~ 2 эВ):



После формирования тонкой модифицированной пленки на поверхности полупроводника можно нанести пленку плазменного Si_3N_4 заданной толщины [67].

Предложенный технологический способ изготовления МДП-структур проверялся в работах [68-70] и давал несколько различные результаты. Некоторая некорректность приведенных рассуждений связана с использованием энергетических величин для протекания химических реакций в равновесных условиях, хотя в плазме вероятно протекают неравновесные реакции, для которых константы реакций изучены крайне слабо. Поэтому протекание реакций может происходить по другим путям. Попытки многих авторов просто не увенчались успехом, что вероятно связано с практически очень сложной реализацией всех необходимых условий проведения технологического процесса. Первое условие – использование чистых газов H_2 ,

N_2 , NH_3 (чистота газов должна быть не хуже 10^{-4} объемных %). Второе условие – необходимость обеспечения полной герметичности реакционной камеры от натекания кислорода в камеру при проведении плазмохимических реакций, поскольку кислород резко изменяет характер протекания реакций и приводит к формированию окисной пленки на поверхности полупроводника. Совершенно не годится например кварцевый реактор поскольку стенки реактора будут участвовать в плазмохимической реакции:



Скорость травления SiO_2 при давлении молекулярного водорода в камере в 0,2 мм.рт.ст. и мощности ВЧ разряда ~ 400 Вт $\sim 1-1,5$ нм/мин. Вода, образующаяся в процессе протекания реакции будет смещать реакцию в сторону образования окислов. Предполагается что защита стенок кварцевой камеры нитридом кремния выправляет ситуацию, однако покрытие, в присутствии следов кислорода в реакционной камере, также будет травиться.

Несмотря на логическую завершенность предложенного пути решения пассивации поверхности и создания диэлектрика на GaAs, предложенный метод не получил широкого распространения. Из - за проблем, изложенных выше не удалось реализовать структуры с требуемыми параметрами.

Таким образом следует признать, что нет единого способа подготовки поверхности GaAs, позволяющего получить воспроизводимые свойства МДП-структур как на кремнии (плотность ПС $< 10^{10} \text{ см}^{-2}$). Очень часто уровень Ферми закрепляется на ПС (плотность ПС $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при энергии примерно на 0,8 эВ ниже дна зоны проводимости). На поверхности присутствует переходной слой, состоящий из смеси окислов нестехиометрического состава. Некоторые из окислов электропроводны.

Интересны также попытки создать пассивирующее покрытие проведением фото-химических реакций на поверхности GaAs. В работе [71] приводятся данные о формировании на GaAs окисного слоя, полученного окислением поверхности в деионизованной воде под воздействием луча лазера с одновременным контролем за положением края разрешенной зоны методом фотолюминесцентной спектроскопии. Авторы нашли, что происходит открепление уровня Ферми от середины запрещенной зоны и движение его по направлению к краю разрешенной зоны, что связано с уменьшением плотности

ПС до величины $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (на образцах *n*- и *p*- типа проводимости). Также отмечается уменьшение скорости поверхностной рекомбинации с $\sim 10^7$ до $\sim 10^4$ см/с. В работе приведена ВФХ, измеренная на частоте 20 кГц при развертке напряжения от +5 до –5 В (образцы *n*-типа проводимости), на которой в диапазоне от +1 до –2 В виден хорошо модулированный перепад емкости от емкости, соответствующей обогащению поверхности основными носителями до обеднения.

В работе [72] изучалась структура и состав окисных пленок, полученных окислением *n*-GaAs (концентрация доноров $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) в деионизованной воде под воздействием комнатного освещения (48 часов), либо при освещении 300-ваттной вольфрамовой галогенной лампой. Ранее было показано, что при окислении в воде формируются окислы типа $\text{Ga}_2\text{O}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$. С помощью высокоразрешающей трансмиссионной микроскопии авторы показали, что в выращенном окисле формируются поры размером от 3 до 15 нм. По-видимому, формирование пор происходит за счет селективного растворения окислов мышьяка. В результате основной состав пленки – это окислы Ga_2O_3 в виде хорошо ограненных микрокристаллитов. Но некоторое количество окислов мышьяка остается.

InP На поверхности InP естественный окисел имеет сложный состав. В состав окисла могут входить, бинарные компоненты In_2O_3 , $\text{In}(\text{OH})_3$, P_2O_5 и тройные компоненты InPO_4 , $\text{In}(\text{PO}_3)_3$. По этой причине в разных технологических вариантах модификации поверхности полупроводника окислы можно получить разного состава и часто с плохими диэлектрическими свойствами. В качестве защитного диэлектрического слоя все эти соединения не являются хорошими.

Работы по созданию МДП - структур на InP были прежде всего направлены на реализацию высокоскоростного (высокочастотного) InP МОП - полевого транзистора (MISFITS). Разные авторы при различных способах обработки поверхности и осаждения диэлектрического слоя отмечают развитие полевых гистерезисных явлений при исследовании ВФХ и вольтамперных характеристик МДП-структур, сильную частотную дисперсию ВФХ и малосигнальной проводимости на переменном сигнале G - V , связанных с высокой плотностью ПС и ловушек, локализованных внутри диэлектрического

слоя [73-81]. Спектр плотности состояний имел характерный U – образный вид с минимумом вблизи середины запрещенной зоны (по результатам разных авторов мог слегка деформироваться и смещаться по направлению к дну зоны проводимости). Величина в минимуме составляла величину $\sim 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ и по мере приближения к краям зон увеличивалась на порядок.

Логика технологических операций при изготовлении МДП-структур примерно такая же как и для GaAs с покрытием из GaN. Только на поверхность после химической обработки осаждался слой BN.

Если специальным образом не модифицировать естественный окисел на поверхности подложек InP {ориентация (100), концентрация доноров $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ }, а после химико - механической полировки с использованием раствора Br(2%)-метанол протравить поверхность, а для удаления естественных окислов в течении 30 с обработать в растворе HF(8%), затем осадить слой диэлектрика BN (с показателем преломления 1,72) в реакции низкотемпературного химического осаждения (CVD-процесс) при температурах 320 – 590 °C, то можно получить следующие результаты [82]. Осаждение диэлектрика проводится в реакции между B_2H_6 (в H_2) и NH_3 в присутствии PH_3 (в H_2). Фосфин вводится для компенсации улетающего с поверхности полупроводника фосфора. Для активизации молекул NH_3 и PH_3 , в реакторе была организована дополнительная температурная зона с $T = 800 \text{ }^\circ\text{C}$. Профилирование пленок и анализ пиков в Оже- и РФЭС спектрах показывает, что диэлектрические пленки, выращенные при максимальных температурах стехиометричны по составу. Проводимость диэлектрических пленок на постоянном сигнале соответствовала закону Френкеля:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \exp \sqrt{q^2 E / \pi \epsilon_\infty / kT} \quad (1.4)$$

При разных температурах наклон прямой в полулогарифмических координатах $\lg \sigma - E^{1/2}$ давал величину оптической диэлектрической постоянной $n^2 = \epsilon_\infty = 2,96$. ВФХ измерялись в области напряжений от +4 до –4 В. При таких малых напряжениях было заметно формирование гистерезиса ВФХ инжекционного типа. Кривые имели сильную частотную дисперсию на частотах от 1 мГц к 10 кГц и на частоте 83,3 Гц ВФХ имела характерный низкочастотный вид. Квазинепрерывные по энергии спектры ПС были получены дифференцированием высокочастотной кривой по методу Термана и

в диапазоне энергий от 0,1 до 0,4 эВ методом проводимости (G - V). Спектры плотности ПС имели как и на GaAs вид возрастающих к краям зон U-образных зависимостей с минимумом зависящим от температуры осаждения диэлектрика. На расстоянии $\sim 0,1$ эВ ниже дна зоны проводимости плотность состояний составляла $(2-6) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$, вблизи края валентной зоны достигала величин $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$. Величина плотности ПС в минимуме при 0,6 эВ ниже С-зоны составляла величину $\sim 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ (при температуре роста 320°C), при $\sim 0,4$ эВ составляла величину $\sim 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ (при температуре роста 590°C). При температурах роста 430°C и 500°C плотность ПС в диапазоне 0,4-0,6 эВ составляла по-видимому менее $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ (при меньших плотностях состояний методом Термана не определяется с приемлемой точностью). Данные по G - V в этой области отсутствуют.

В работе [83], посвященной влиянию температурного отжига структур после изготовления, показано, что для структур (100) n -InP (с концентрацией электронов $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) после газового травления предварительно подготовленной поверхности на глубину 5 нм, последующей пассивацией (нитридизацией в NH_3 , толщина пленки 5-10 нм) и нанесением пленки Al_2O_3 толщиной ~ 100 нм, спектры ПС имели вид характерных U – образных зависимостей с ростом плотности ПС к краям разрешенных зон. Интересный экспериментальный факт заключался в том, что после нитридизации поверхности плотность ПС в минимуме (минимум $\sim 0,35$ -0,4 эВ ниже дна С-зоны) составляла величину $\sim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ и при приближении к С-зоне (E_c -0,1 эВ) плавно возрастала до величины $\sim 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$. После отжига при оптимальной температуре 550°C плотность ПС в минимуме достигает величины $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$, а у края С-зоны (E_c -0,1 эВ) - $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$. Если не проводить процесс нитридизации, то ситуация обратная. Сразу после нанесения диэлектрика Al_2O_3 плотность состояний в минимуме (при E_c -0,5 эВ) составляет величину $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$, а после отжигов увеличивается до $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ (при $T=550^\circ \text{C}$) и $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ (при $T=600^\circ \text{C}$).

В работе [84] делалась попытка получить МДП-структуры в процессе плазменного окисления поверхности InP {ориентация (100), концентрация доноров $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ }. До окисления естественный окисел на поверхности полупроводника удаляли химической обработкой в растворе HCl (25%) в

течение 6 мин, затем проводили полоскание в деионизованной воде, метаноле и пропаноле (изопропиловый спирт). Окисление проводили в радиочастотной плазме высокочистого кислорода (60 мм.рт.ст. при мощности 20 Вт и $f=13,56$ мГц). За время порядка 15 мин на поверхности InP вырастал окисел толщиной 10-13 нм. После напыления на поверхность окисного слоя золотых контактных площадок диаметром 1 мм проводили измерения ВФХ и проводимости на переменном сигнале. В области смещений от +2 В (обогащающие напряжения) до -2,5 В (инвертирующие напряжения). ВФХ обнаруживали гистерезис стандартного инжекционного типа на частоте 1 мГц сразу после изготовления МДП-структур и кривые были растянуты по оси напряжений. После дополнительного отжига МДП-структур в N_2 в течение 3 мин при температуре 320 °С гистерезис ВФХ заметно уменьшался, и кривые становились более крутыми. Более длительный отжиг в азоте (другие авторы наблюдали при отжиге в водороде) приводил к росту емкости вблизи насыщения при обогащающих потенциалах (насыщение емкости достигалось с трудом), что авторы связывают с накоплением фосфора близ границы раздела. Следует отметить, что этот момент весьма спорный, поскольку трудно представить механизм роста емкости в обогащении за счет накопления фосфора. Нужно предполагать, например, что фосфор меняет диэлектрическую проницаемость диэлектрического слоя и сам является диэлектрической фазой. Проще предположить, что до отжига в структурах происходило закрепление уровня Ферми в запрещенной зоне InP большой плотности ПС и ловушек в окисле и модуляцию в области обогащающих напряжений нельзя было осуществить прикладываемыми к МДП-структуре напряжениями. После дополнительного отжига плотность состояний и ловушек уменьшалась и уровень Ферми откреплялся, что позволяло промодулировать поверхностный потенциал в МДП-структуре и установить истинную толщину диэлектрического слоя. Впрочем могут существовать и другие модели, но они требуют проведения тщательного математического моделирования. Вообще авторы наблюдали достаточно экзотическую картину. Например, в области обогащающих напряжений ВФХ в диапазоне частот 500 Гц – 1 мГц имели сильно выраженную частотную дисперсию емкости (аналогичные результаты приводили в работах [85-87]), которую авторы связывают с потерями в

диэлектрической пленке (при этом на эквивалентной схеме потери включают в виде проводимости, подключенной параллельно емкости диэлектрика). Авторы также полагают, что вклад в частотную дисперсию емкости дают также ПС. Чтобы обойти эти сложности авторы использовали в качестве C_{ox} емкость, вычисленную из эллипсометрических данных. В области обедняющих потенциалов частотная дисперсия емкости отсутствовала и наблюдалось плавно спадающее плато на емкости. Экспериментальные данные о низкочастотной емкости отсутствовали, но на итоговом графике авторы приводят зависимости φ_s-V как теоретические, так и полученные с помощью экспериментальных данных по методикам, изложенным в работах [88, 89], исходных и отоженных структур. Плотность ПС была определена дифференцированием $C-V$ кривых по методу Термана и с помощью стандартной методики $G-V$. Следует отметить, что частотные зависимости кривых нормированной проводимости $G_p/\omega - \omega$ МДП-структур до проведения отжига МДП-структур на трех порядках по частоте при всех обедняющих напряжениях хорошо соответствовали простейшей теоретической зависимости для континуума плотности ПС с постоянной плотностью (см. уравнение 3.23) при всех обедняющих напряжениях (следует заметить, что в подписи к рисунку 8 знак напряжения указан, по-видимому ошибочно). Этот факт весьма удивителен и может свидетельствовать только о том, что ПС локализованы только на границе раздела полупроводник – диэлектрик. Встроенный заряд в диэлектрике отсутствует полностью, и ловушки в диэлектрике отсутствуют полностью. Аналогичные зависимости МДП-структуры, подвергнутой отжигу после нанесения металлического электрода, заметно уже и очень хорошо соответствуют модели моноуровневого центра (см. уравнение 3.9), что может свидетельствовать о превращении энергетического континуума ПС в моноуровень, локализованный на границе раздела полупроводник - диэлектрик. Для объяснения наблюдаемых результатов также необходимо предположить, что моноуровней несколько. В итоге получен спектр плотности ПС, показывающий плавное уменьшение плотности ПС от $\sim 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ (при энергии на 0,1 эВ ниже дна С-зоны) до $\sim 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ (при энергии на 0,5 эВ ниже дна С-зоны) для не отоженных структур. Плотность ПС в отоженных структурах практически не меняется, оставаясь на уровне $\sim 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$.

К наиболее интересным результатам следует отнести возможность пассивации поверхности InP твердыми фосфатами. При более точной расшифровке спектров РФЭС при некоторых условиях изготовления образцов было идентифицировано соединение $\text{In}(\text{PO})_3$. Оказалось, что такой твердый фосфат на поверхности полупроводника при толщинах ~ 15 нм, обладает хорошими пассивирующими свойствами [90, 91]. Пассивирующий слой может быть получен методом электрохимического осаждения в процессе анодирования поверхности полупроводника. Ширина запрещенной зоны $\text{In}(\text{PO})_3 > 5,5$ эВ, что больше ширины запрещенной зоны соединения InPO_4 ($\sim 4,5$ эВ)], которое обсуждалось как аналог SiO_2 для полупроводников типа A_3B_5 .

После осаждения тонкого слоя фосфата и последующего напыления электронным лучом пленки Al_2O_3 толщиной 100 нм были реализованы МДП-структуры с малым гистерезисом и низкой плотностью ПС. Следует отметить, что структуры дополнительно отжигались в кислороде (300 °С, 30 мин) и в смеси N_2+H_2 (350 °С, 2 часа). ВФХ, измеренные в области напряжений от +5 В (обогащение) до –5 В (обеднение) на частотах 1 кГц – 1 МГц, при скорости развертки 100 мВ/сек, имели слабо выраженный гистерезис инжекционного типа. Плотность состояний, вычисленная по методу Термана из ВФХ на частоте 1 МГц, имела вид U – образной зависимости с минимумом несколько смещенным к зоне проводимости (при отсчете от середины запрещенной зоны). Плотность ПС в минимуме достигала $\sim 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{эВ}^{-1}$ и быстро нарастала по направлению к краям зон до величин $> 10^{12} \text{ см}^{-2}\text{эВ}^{-1}$.

Можно также выделить работу [92], в которой после предварительной подготов-ки пассивация поверхности InP проводилась вакуумной сублимацией соединения SrF_2 при температуре подложки 270 °С. При температуре подложки ~ 350 °С на поверхности InP выростала монокристаллическая пленка, а при более низких температурах пленка состояла из ориентированных кристаллитов. Параметр решеточного несоответствия в системе SrF_2/InP составлял величину $\sim 1,17\%$. По смещению ВФХ, измеренной на частоте 1 МГц относительно теоретической кривой, обнаружен отрицательный встроенный заряд в диэлектрической пленке величиной $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. ВФХ при смещениях от +6 до –6 В при скорости развертки 1,6 В/с и 0,026 В/с имели гистерезис инжекционного типа (на малых скоростях развертки он был более выраженным). ВФХ имели

вид высокочастотных кривых. Гистерезис был связан с перезарядкой ловушек локализованных в диэлектрике. ВФХ модулировались напряжением и выходили на инверсионную полку. Плотность ПС не оценивалась, по-видимому, из-за выраженного гистерезиса, осложняющего интерпретацию экспериментальных данных.

§ 1.4. Свойства МДП-структур на InAs (литературный обзор).

При исследовании начальных стадий окисления сколотой поверхности InAs разными авторами получены заметно различающиеся результаты. Исследования сколотой поверхности InAs (110) методом дифракции медленных электронов [93] обнаружили, что коэффициент прилипания кислорода составляет величину менее 10^{-5} . При исследовании энергетических сдвигов линий As(3d) и In(4d) методом фотоэмиссионной спектроскопии при напуске кислорода в работе [94] было установлено, что изгиб зон на поверхности InAs изменяется и уровень Ферми закрепляется вблизи середины запрещенной зоны. Этот факт находится в противоречии с результатами термического окисления поверхности InAs (100). В работе [95], было установлено, что для образцов *n*-типа проводимости уровень Ферми закрепляется выше дна зоны проводимости (в разрешенной зоне). Аналогичные данные по закреплению уровня Ферми были получены в системах металл - InAs [96-98]. В работах [99-101] с применением различных экспериментальных техник (Оже - электронной спектроскопии, низкоэнергетической электронной спектроскопии потерь и метода Кельвина) было показано, что после скола кристалла *n*, *p*- InAs уровень Ферми лежит при энергиях, соответствующих его положениям в объеме полупроводника. При этом изгиб зон на поверхности полупроводника отсутствует. При напуске кислорода уже при экспозиции 10^2 L ($1\text{L} = 10^{-6}$ Торр секунда) уровень Ферми смещается по направлению к С-зоне (для *p* типа) и медленно движется вглубь С-зоны. При экспозиции примерно от 10^4 до 10^8 L существует плато, соответствующее закреплению уровня Ферми примерно на 0,13 эВ выше дна зоны проводимости (внутри разрешенной зоны). При дальнейшей экспозиции в кислороде от 10^8 L до 10^{11} L наблюдается дальнейшее движение уровня Ферми вглубь С-зоны примерно еще на 0,1 эВ.

Процесс окисления происходит примерно следующим образом. На поверхности InAs происходит диссоциативная хемосорбция кислорода, после чего атомы кислорода взаимодействуют с атомами Ga и As. Данные Оже-спектроскопии, спектроскопии потерь энергии электронами и фотоэлектронной спектроскопии показали, что наблюдаемые химические сдвиги в спектрах по мере заполнения поверхности кислородом, свидетельствуют о трех его состояниях (по этой причине наблюдают три области адсорбции). На первой стадии при покрытии в 0,1 монослоя кислородом, происходит адсорбция кислорода на ступенях, затем при покрытиях до 0,8 монослоя происходит аморфизация поверхности и после образования монослоя происходит формирование фаз.

По этим причинам InAs является выделенным материалом из всех полупроводников типа A_3B_5 . Во-первых, поверхность InAs после химической обработки должна находиться в обогащении для n -типа и в инверсии для p -типа. С одной стороны материал p -InAs хорош для изготовления структур и исследования квантовых явлений в природном инверсионном слое n -типа проводимости [102-105], но, с другой стороны, будет затруднять изготовление приборных структур из-за наличия утечек по периметру структур. Материал n -InAs практически не пригоден для изготовления барьера Шоттки, поскольку при напылении практически любых металлов не будет существовать потенциального барьера для электронов. При изготовлении p - n переходов в месте выхода перехода на поверхность будут увеличиваться утечки тока, за счет локального сужения слоя обеднения. Изготовление МДП-структур на p -InAs будет осложняться необходимостью создания дополнительно охранного кольца, необходимого для отсечки инверсионного слоя электрическим полем. В отсутствии кольца ВФХ МДП-структуры будут иметь характерный низкочастотный вид и для создания приборных структур будут малопригодны. При изготовлении МДП-структур на n -InAs необходимо проявить известную технологическую виртуозность для компенсации достаточно большого встроенного заряда, который будет препятствовать выведению структуры в область сильной инверсии электрическим полем. Возможное закрепление уровня Ферми будет также препятствовать выводу МДП-структуры электрическим полем в область инверсии, что обязательно при создании приборных структур.

Идеология изготовления МДП-структур на InAs такая - же как и на других полупроводниках типа A_3B_5 . После химической обработки, по крайней мере химической отмывки полупроводниковых пластин следует провести модификацию поверхности, т.е. создать тонкий слой покрытия, пассивирующего поверхность, открепить уровень Ферми, затем нанести подзатворный диэлектрик и сформировать полевой электрод.

Известно, что при анодном и термическом окислении поверхности InAs на поверхности полупроводника образуются окисные соединения сложного состава. Показано, что при термическом окислении InAs происходит формирование полуторных окислов In_2O_3 и As_2O_3 [106]. При температуре окисления $350^\circ C$ в сухом кислороде на образцах (111) InAs, легированных цинком в течение 5 часов на поверхности вырастала пленка окислов, толщиной менее 2 нм. При температуре окисления $400^\circ C$ за это же время пленка окислов вырастала до 6 нм, при $450^\circ C$ вырастала пленка толщиной более 25 нм и при дальнейшем повышении температуры скорость роста увеличивалась очень сильно. Авторы предположили, что скорость роста лимитируется эмиссией электронов Шоттки и описывается выражением, известным из теории окисления металлов [107]. Распределение окислов по толщине пленки не однородно (при профилировании авторы следили за линиями $In\ 3d_{3/2}$ и $As2p_{3/2}$) в спектрах фотоэлектронов. Фотоэмиттированные электроны имели кинетическую энергию 1030 эВ для In (глубина выхода фотоэлектронов 1,2-2,4 нм и 165 эВ для As (глубина выхода фотоэлектронов 0,5 – 1 нм). При минимальной температуре окисления пленки были стехиометричны по окисным фазам. При повышении температуры окисления отношение фаз As_2O_3/In_2O_3 уменьшалось, а концентрация элементного As в пленке увеличивалось. На окисленных в сухом кислороде образцах InAs при температуре $450^\circ C$ элементный мышьяк обнаруживался в выращенных пленках методом рамановской спектроскопии (комбинационное рассеяние света). В спектрах образцов кроме известных линий, соответствующих поперечному оптическому и продольному оптическому фононам, в объеме InAs наблюдались также две аномальные линии 200 и 260 см^{-1} [54]. Авторы связали эти линии с фазой элементного мышьяка, для кристаллической фазы которого известны две вырожденные моды (195 см^{-1}) и одна мода (257 см^{-1}).

В работах [28, 108-110,111] рассмотрены принципы формирования состава окисных слоев при термическом и анодном окислении на основе равновесных химических процессов. Из работ следует, что в равновесных условиях в тонком переходном слое собственного оксида у поверхности полупроводника при всех соотношениях In/As всегда присутствует фаза As. Скорость образования фазы In_2O_3 выше чем фазы As_2O_3 и фаза In_2O_3 термодинамически более устойчива. В соответствии с диаграммой состояний к поверхности InAs примыкает слой $\text{In}_2\text{O}_3 + \text{As}$, при увеличении количества кислорода образуются фазы $\text{In}_2\text{O}_3 + \text{As}_2\text{O}_3$ и InAsO_4 . По данным измерения вольтамперометрических кривых, предварительно калиброванных на разных доступных фазах, картина формирования окислов разворачивается следующим образом [28]. В системе In – As – O при комнатной температуре существуют конденсированные фазы In, As, InAs, In_2O_3 , As_2O_3 , As_2O_4 , As_2O_5 , InAsO_4 , $\text{In}(\text{AsO}_3)_3$. Из вольтамперометрических кривых следует, что после химического полирующего травления InAs на поверхности образуется слой смеси аморфных фаз As_2O_3 и In_2O_3 . После травления в плазме аммиака в составе окисного слоя дополнительно можно выделить фазу элементного In. При отжиге в плазме кислорода окисел состоит из стеклообразных окислов As_2O_3 и In_2O_3 . На некоторых образцах обнаруживается фаза элементного As. При анодном окислении на поверхности InAs образуется многофазовое образование. Состав пленки анодного окисла толщиной ~ 10 нм может быть следующим. Непосредственно к поверхности примыкает слой, состоящий из смеси In_2O_3 , As_2O_3 , As_2O_5 и элементного As в аморфной и кристаллической форме. Выше располагается слой, включающий фазы As_2O_4 , As_2O_3 и In_2O_3 . Самый верхний слой состоит из фазы InAsO_4 . При термическом окислении InAs ($T=623$ K) по данным вольтамперометрии наблюдается еще более сложная картина, зависящая от времени окисления образца. Состав окисного слоя после достижения толщины в 20 нм (2 ч окисления) был следующим: $\{\text{In}_2\text{O}_3$ (кристаллич.), As_2O_3 (аморфный, следы), As_2O_5 (кристаллич.), As (аморфный)\}, затем по мере наращивания окисла идут трансформации фаз и, при достижении толщины в 100 нм $\{\text{In}_2\text{O}_3$ (кристаллич.), As_2O_3 (аморфный), As_2O_3 (кристаллич.), As_2O_5 (кристаллич.), As (аморфный и кристаллический), InAsO_4 \}. Конечно трудно поверить в такие возможности одного метода без привлечения

других методик (например установления кристалличности фаз), но этот пример показывает всю сложность и неоднозначность интерпритации состава. Электрофизические параметры МДП-структур по данным разных авторов также сильно различаются.

Состав анодных окислов толщиной 80-100 нм часто оценивали по данным Оже-профилирования пленок или по измерениям инфракрасных спектров поглощения в пленках. Известно, что состав пленок сильно зависел от способа их получения. Например, в работе [112] изучали пленки анодных окислов, выращенных на (111) *n*-InAs с концентрацией электронов $(1-2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В качестве электролитов использовались смеси ортофосфорной кислоты, изопропилового спирта и глицерина, или смеси органического растворителя с органической кислотой и водой. Было найдено, что состав пленок неоднороден по толщине. На поверхности пленки обнаруживался углерод (Оже-пик C_{KLL} 272 эВ), в глубине пленки углерод отсутствовал. В основном объеме пленки мышьяк распределялся по глубине пленки однородно (пик линии As_{LMM} , 1228 эВ), в распределении индия (пик In_{MNN} , 404 эВ) и кислорода (пик O_{KLL} , 510 эВ) наблюдались впадины (впадины авторы связывают с наличием несквозных микродефектов пленки). Вблизи границы раздела наблюдался переходный слой в котором наблюдалось заметное изменение концентраций индия и кислорода, причем сама толщина переходного слоя зависела от типа электролита. Авторы делают полуколичественные выводы о составе анодных пленок и отмечают, что пленки обогащены индием. При уменьшении количества воды в составе электролита отношение In:As в окисных пленках возрастает. Недостаток As в пленках авторы объясняют преимущественным окислением индия, связанного с несколькими причинами: более высоким потенциалом окисления In, чем As; более высокой термодинамической стабильностью In_2O_3 (теплота образования, -175 ккал/моль), чем As_2O_3 (-136 ккал/моль); большей величиной ионного радиуса In (0,081 нм), чем As (0,047 нм). По-видимому, в “безводных” электролитах вначале образуется фаза In_2O_3 , а большая часть As “вытягивается” кислородсодержащими анионами в электролит с последующим растворением молекулярных комплексов. Авторы предлагают условную формулу состава пленки – $As_xIn_2O_3$ ($x < 2$). Предполагается, что в окисной пленке роль матрицы выполняет фаза In_2O_3 , а As заполняет вакансионные

пустоты. В работе отмечается, что подбором электролита и электрических режимов окисления возможно целенаправленное изменение состава пленки и электрофизических параметров МДП-структур. Авторы установили, что в МДП-структурах с окисными пленками, полученными в “безводных” электролитах величины напряжения пробоя выше, величины встроенного заряда и плотности ПС меньше (цифры не приводятся).

При исследовании анодных окисных пленок на InAs отмечается [113], что ИК-спектры окислов изменяются при старении пленок (от суток до полгода). Пленки выращивались в 3% растворе винной кислоты в этиленгликоле. Характерной особенностью спектров анодных окисных пленок является наличие поглощения в спектральном диапазоне $950\text{--}450\text{ см}^{-1}$, на сплошном фоне которого выделяются широкие полосы поглощения со слабо выраженными максимумами в областях $805\text{--}815$, $740 - 760$, 625 , $535 - 550\text{ см}^{-1}$. Выдержка образцов на воздухе приводит к резкому снижению интенсивности всех полос и возникновению широкой полосы поглощения со слабыми максимумами при 1100 см^{-1} (связи As-OH). Поскольку подложки непрозрачны в высокочастотной области спектра полосы, связанные с влиянием групп OH не выделены. В области спектра $1250 - 900\text{ см}^{-1}$ наблюдается широкая полоса поглощения со слабыми максимумами, которых нет на других образцах. Отжиг при $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ в водороде снижает интенсивность полосы, ее форма сглаживается, возрастает поглощение в диапазоне $900 - 750\text{ см}^{-1}$ и спектр приближается к спектрам других анодных пленок.

Рассмотрим особенности МДП - структур на InAs. Из литературных данных известно [27, 114-124], что:

1. Независимо от предварительной подготовки поверхности InAs и способа осаждения диэлектрической пленки (анодирование, реактивное распыление, прямое окисление в сухом кислороде, окисление моносилана в кислороде при повышенных температурах), МДП-структуры, изготовленные на основе *n*-InAs, имеют ВФХ с выраженным гистерезисом инжекционного типа. При приложении пилообразного напряжения к МДП-структуре на *n*-InAs, ВФХ смещаются в сторону отрицательных смещений.

2. Величина гистерезиса зависит от напряженности электрического поля в конденсаторе, скорости развертки напряжения, освещения (обсуждаются в

литературе как полевые нестабильности МДП-структур) и связана с обменом электронов и дырок с ловушками собственного остаточного окисла, образующегося в процессе изготовления МДП-структур.

3. В МДП-структурах всегда присутствует положительный накопленный заряд, который можно изменить приложением к структуре электрических полей. В работе [26], например, исследовались МДП-структуры с пиролитически осажденным слоем SiO_2 ($\text{Al-SiO}_2\text{-InAs}$). Структуры изготавливались на разных ориентациях, (100), (110), (111A), (111B) арсенида индия. Подложки объемного материала n -типа проводимости с концентрацией доноров $2,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ проходили отмывки в метиловом спирте, трихлорэтилене, изопропиловом спирте и травились в бромном травителе. Поскольку на подложках с ориентацией (111) А присутствовали ямки травления, изготовление МДП-структур проводилось на подложках с ориентацией (110), (100) и (111) В. Напряжение плоских зон в МДП-структурах при толщине диэлектрика 120-200 нм составляло величину $> -20 \text{ В}$ и соответствовало сильному обогащению поверхности основными носителями заряда. Соответственно МДП - структуры, изготовленные на подложках p -типа (111B) InAs с концентрацией акцепторов $2,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ после химикомеханической полировки в 0,5% растворе Br в метаноле, пассивирования поверхности анодным окислом и напыления затворного диэлектрика SiO_2 , в отсутствие напряжения на затворе находились в инверсии [117].

4. Плотность встроенного заряда, найденная по смещению V_{FB} варьируется в диапазоне $10^{11}\text{--}2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}\text{эВ}^{-1}$ при различных обработках поверхности InAs.

5. Выдержка МДП-структуры в течение нескольких минут при положительном смещении сдвигает ВФХ в направлении, соответствующему уменьшению положительного встроенного заряда в окисле. Эффект особенно заметен при использовании окислов, полученных анодированием, и усиливается при освещении белым светом.

6. Полевые обработки (выдержка МДП-структур под смещением) носят обратимый характер. Выдержка МДП-структур при отрицательных смещениях сдвигает ВФХ в сторону, соответствующую накоплению положительного

заряда в окисле. Эффект усиливается при освещении, при этом уменьшается наклон ВФХ.

7. Предполагают, что основная часть положительного заряда в окисле является неподвижной, а влияние полевых обработок и освещения МДП-структур связано с захватом дырок на ловушки в окисле.

8. Считают, что фиксированный заряд, найденный по сдвигу напряжения V_{FB} ВФХ локализован на расстоянии ~ 15 нм от границы раздела InAs-SiO₂.

9. Плотность быстрых поверхностных состояний при разных способах изготовления МДП-структур, найденная из наклона ВФХ составляет величину $\sim 10^{12}$ см⁻²эВ⁻¹ и больше. Минимальная плотность ПС, локализованных в запрещенной зоне, достигает величины $\sim 10^{11}$ см⁻²эВ⁻¹ при энергии $\sim 0,1$ эВ ниже дна зоны проводимости. Энергетические спектры плотности ПС имеют характерный вид U – зависимостей с минимумом вблизи середины запрещенной зоны и ростом по направлению к краям разрешенных зон. По направлению к краям зон плотность ПС нарастает на порядок и более, а при энергиях 0,13-0,15 эВ имеется максимум $\sim 3\cdot 5\cdot 10^{11}$ см⁻²эВ⁻¹ (при использовании анодных окислов). В работе [121] спектры ПС исследовались в МДП-структурах методами нестационарной спектроскопии глубоких уровней и Термана (подложка *n*-InAs, с концентрацией доноров $1,6\cdot 10^{16}$ см⁻³, диэлектрик – анодный окисел). Полагают, что часть заряда ПС связана с наличием на поверхности InAs элемента V группы –мышьяка. Следует отметить, что несколько экзотические результаты были получены в работах [125, 126]. Спектр плотности ПС измерялся на монокристаллических образцах (100) *n*-InAs с концентрацией доноров $(1\text{--}3\cdot 10^{16})$ см⁻³. В качестве пассивирующего диэлектрика использовался анодный окисел, выращенный в растворе винной кислоты. Метод измерения близок к методике емкостной спектроскопии типа DLTS, однако измерения проводились при постоянной температуре 77 К и 100 К. Собственно измерялась релаксация емкости МДП-структур во времени при приложении коротких истощающих прямоугольных импульсов. Была получена формула, связывающая производную емкости по времени с плотностью ПС и сечением захвата на ПС. Результаты измерений плотности ПС сравнивались с результатами, полученными по методу Термана. Плотность ПС полученная из

высокочастотных ВФХ по методу Термана имела вид либо стандартной U-образной зависимости, с N_{ss} локализованными у края С-зоны (в минимуме, локализованными на 0,03-0,05 эВ ниже дна С-зоны плотность ПС была $\sim (0,8-2) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$), при приближении к краю С-зоны заметно возрастала. По направлению к V-зоне, уже на 0,1 эВ ниже дна С-зоны плотность ПС плавно нарастала до величин $> 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$. По данным методики нестационарной емкостной спектроскопии плотность ПС плавно нарастала в диапазоне энергий от $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ (0,04 эВ ниже дна С-зоны) до величины $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$, затем быстро спадала примерно до $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (при энергии 0,11 эВ ниже дна С-зоны) и оставалась на этом уровне примерно до энергий 0,16 эВ ниже дна С-зоны. Имеются данные о зависимости плотности ПС от температуры образца.

10. Фтор, введенный в состав электролита при электрохимическом оксидировании InAs (например в виде NH_4F), позволяет контролируемым и необратимым образом уменьшить фиксированный заряд в окисле, гистерезис ВФХ, понизить плотность ПС и ослабить рекомбинационные свойства поверхности полупроводника при оптимальных концентрациях фтора в электролите [123, 124]. Считается, что ионы фтора на поверхности InAs обладают геттерирующим свойством и понижают количество ненасыщенных связей. Избыток фтора увеличивает полевую нестабильность ВФХ МДП-структур. Предполагается, что изменения электрофизических параметров МДП-структур, связаны в основном с взаимодействием ионов фтора и мышьяка.

11. Вольтфарадные характеристики, измеренные на частоте 200 кГц при скоростях развертки выше 0,015 В/с, являются неравновесными. В области обеднения проявляется сильная зависимость емкости МДП-структур от интенсивности света [115].

12. Ширина запрещенной зоны собственного анодного окисла, найденная из спектральной зависимости фотопроводимости окисла $\geq 3,6 \text{ эВ}$.

13. Собственные и анодные окисные слои по данным Оже - электронной спектроскопии, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), Рамановской спектроскопии, вольтамперометрии имеют сложный состав, который может изменяться в широких пределах в зависимости от способа химической обработки подложки, режимов окисления, составов электролитов, термической обработки [27, 43, 108, 113]. Они могут являться

структурированными многофазными образованиями (кластером считается фаза с размерами ~ 4 нм).

15. Наличие высокой плотности поверхностных состояний на границе раздела арсенид индия - собственный окисный слой связывается с образованием как структурно несовершенного переходного слоя с большим количеством ненасыщенных связей на поверхности полупроводника, так и с захватом, в зависимости от режимов окисления или химической обработки, продуктов реакции с участием кислородосодержащих ионов [123]. Вследствие этого образуется большое количество ловушек в окисле у границы раздела с полупроводником и значительная концентрация структурных неоднородностей в объеме диэлектрика (для слоев, полученных анодным окислением). По мнению авторов [62], одним из источников ПС в МДП-структурах на арсениде галлия, является элементный мышьяк, который образуется вследствие термодинамической нестабильности границы раздела: на ней идет твердофазная реакция разложения бинарной системы $\text{Ga}_2\text{O}_3\text{-As}_2\text{O}_3$ с образованием элементного мышьяка и Ga_2O_3 . По данным [29], элемент V-группы образуется на границе раздела полупроводник типа A_3B_5 -окисный слой непосредственно в процессе анодного окисления или химической обработки в концентрациях $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Авторы [123] считают, что накопление элементного мышьяка в переходном слое на поверхности арсенида галлия является только одной из причин высокой N_{ss} . Полное его удаление не ликвидирует поверхностные состояния на границе раздела с собственным окислом. Они считают наиболее важной причиной высокой концентрации N_{ss} наличие свободных, несвязанных химической связью валентных электронов атомов мышьяка. Для GaAs-собственный окисел это несвязанная занятая орбиталь атома мышьяка в окисле As_2O_3 , которая действует как дырочная ловушка на границе раздела [62]. В этом случае плотность поверхностных состояний равна плотности молекул As_2O_3 на границе раздела. Окисление мышьяка до пятивалентного состояния будет удалять эту несвязанную химической связью неподеленную пару электронов, удаляя тем самым источник поверхностных состояний на поверхности GaAs. Значительное уменьшение плотности ПС (примерно в 50 раз) им удалось получить в МДП-структурах на арсениде

галлия при окислении подложек во фторсодержащей плазме, по сравнению с плазмой чистого кислорода.

Улучшение электрофизических параметров МДП-структур на арсениде индия с собственными окисными пленками в качестве диэлектрика, полученными окислением подложек в электролитах, содержащих фторид-ионы, было отмечено в [123, 124]. В работе [123] окисную пленку толщиной 100 нм выращивали в безводном растворе сульфосалициловой кислоты и фторида аммония. В работе [124] окисный диэлектрический слой на арсениде индия выращивали в щелочном электролите на основе аммиака и этиленгликоля с добавлением NH_4F . По сравнению с окислением в электролите без фтора для структур, полученных во фторсодержащем электролите, наблюдали уменьшение встроенного заряда на порядок, гистерезиса в 4 раза и увеличение времени релаксации в 2 раза. На рис.1.6 показаны типичные энергетические зависимости спектров поверхностных состояний, полученные разными способами их емкостных измерений *InAs* МДП – структур.

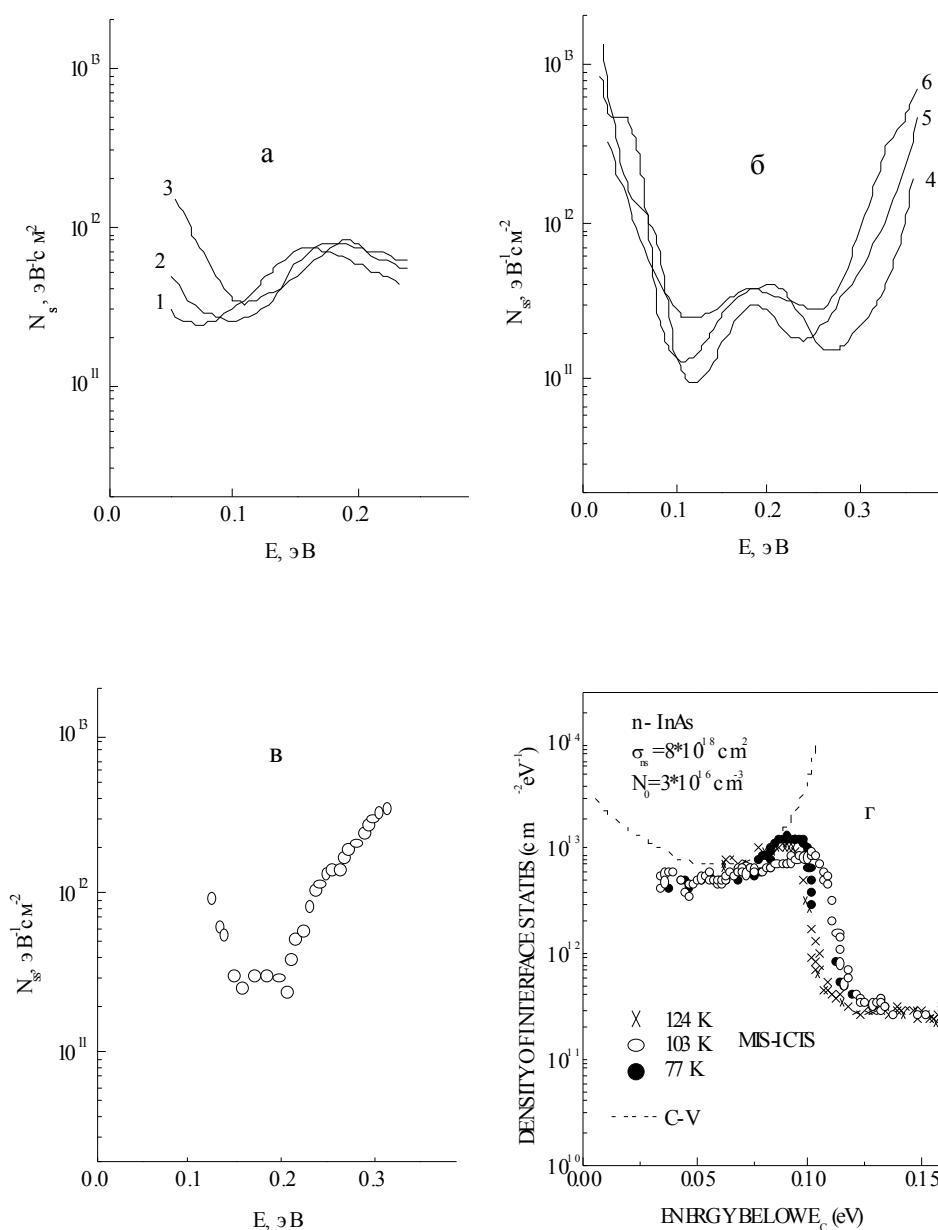


Рис.1.6. Спектры плотности поверхностных состояний в МДП-структурах на n-InAs по литературным данным. Здесь: а - измеренные методом нестационарной спектроскопии ГУ [121]; б - измеренные при температуре 77 К методом Термана [26], в качестве диэлектрика использовался анодный окисел; в – измеренные при $T = 77$ К методом Термана [125], в качестве диэлектрика использовался термический окисел, выращенный на поверхности InAs в сухом кислороде при атмосферном давлении и температуре 500°C ; г- измеренные методом изотермической релаксации переходной емкости (ICTS) [126], пунктирная кривая получена методом Термана.

§ 1.5. Приборные структуры на InAs.

Арсенид индия является одним из материалов полупроводниковой опто- и микро-фотоэлектроники. Относительно малая ширина запрещенной зоны и высокая подвижность электронов привлекала внимание с точки зрения его приборных применений. МДП-структуры представляют интерес в основном на арсениде индия *n*-типа проводимости, поскольку поверхность полупроводника *p*-типа инвертирована [97] и следует использовать специальные охранные кольца, чтобы избежать электрической связи между соседними МДП-структурами.

В работе [127] обзорного характера приведены данные об исследованиях, направленных на изготовление МДП полевого транзистора. Была исследована подвижность в приповерхностном инверсионном канале и свойства диффузионных *p-n* переходов. Было установлено, что при малых концентрациях электронов в канале $< 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ подвижность достигает величин $(8-12) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и имеет максимум. При увеличении концентрации в канале подвижность плавно спадает до $5 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. [117, 128], что связано, по-видимому, с рассеянием на кулоновских центрах, локализованных на границе раздела полупроводник-диэлектрик.

Известны приборные структуры с использованием эффекта Холла [129].

Представляют интерес ростовые *p-n* переходы, полученные на основе эпитаксиальных слоев *n*-InAs [130].

В связи с развитием способов эпитаксиального роста многокомпонентных твердых растворов представляют интерес приборы на основе гетеропереходов, например полевые транзисторы, светодиоды, лазеры и детекторы ИК-излучения, работающие до длин волн $\sim 10 \text{ мкм}$ [131-133]. Самый распространенный тип лазера – лазер на двойной гетероструктуре, в которой активный слой в виде тонкого слоя узкозонного полупроводника расположен между двумя слоями широкозонного материала. В твердых растворах можно плавно изменять ширину запрещенной зоны в области прямого минимума [134]. Можно выделить следующие тройные соединения:

$$(\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}) \rightarrow E_g(x) = 0,36 + 0,12 \cdot x + 0,698 \cdot x^2;$$

$$(\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}) \rightarrow E_g(x) = 0,36 + 1,064 \cdot x;$$

$$(\text{InP}_x\text{As}_{1-x}) \rightarrow E_g(x) = 0,36 + 0,891 \cdot x + 0,101 \cdot x^2;$$

$$(\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}) \rightarrow E_g(x) = 0,18 - 0,41 \cdot x + 0,58 \cdot x^2.$$

Ряд интересных свойств проявляется в гетеропереходах InAs/GaSb и сверхрешеточных структурах, например, $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}_y\text{Sb}_{1-y}$ [135], выращенных методом молекулярно лучевой эпитаксии. На основе многослойных структур с квантовыми ямами типа $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}/\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ разработаны малошумящие лавинные фотодиоды для регистрации длин волн в 1,3 мкм (применяются в волоконно-оптических линиях связи). В основе работы таких фотодиодов лежит эффект сильного различия в коэффициентах ионизации для электронов и дырок (отношение достигает ~ 8), что связано с различием в величинах энергетического разрыва зоны проводимости и валентной зоны [136]. В приборных структурах на основе $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ с двумерным электронным газом, которые используются при создании высокочастотных приборов, энергетический разрыв в зоне проводимости достигает 0,5 эВ. Образовавшийся потенциальный барьер позволяет удерживать двумерный электронный газ с плотностью $3,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [137]. Новые типы приборов микро- и наноэлектроники на основе квантово-размерных структур кратко описаны в [138]. К ним можно отнести лазеры с квантовыми ямами и точками, оптические модуляторы, фоточувствительные структуры с δ – легированными слоями, фотоприемники на квантовых ямах, транзисторы с высокой подвижностью [139], транзисторы на горячих электронах, например резонансно-туннельный транзистор с быстродействием ~ 1 ТГц, в котором материалом базы используется твердый раствор $n\text{-InGaAs}$ [140] и некоторые другие. Трехкомпонентные и четырехкомпонентные твердые растворы на основе InAs, например $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ ($\text{In}_{0,72}\text{Ga}_{0,28}\text{As}_{0,58}\text{P}_{0,42}$) при использовании в лазерах для систем волоконно-оптической коммутации менее подвержены деградации за счет более медленного окисления (в том числе и фотоиндуцированного окисления) выходных граней кристалла по сравнению с системой $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ [141]. Для этих же целей интересны и твердые растворы A_3B_5 с добавлением азота, например GaInAsN [142].

Основные результаты и выводы главы 1

1. Основной проблемой при создания МДП-структур на основе полупроводников A_3B_5 , пригодных для приборных применений, являются слабые пассивирующие свойства собственных окислов, низкая воспроизводимость электрофизических свойств границы раздела и высокая плотность ПС в приборных структурах. Это связывают с наличием на поверхности собственного окисного слоя сложного состава. Для устранения негативных последствий его присутствия, делают попытки модификации этого слоя, вплоть до его полного удаления.

2. Общим процессом при создания МДП-структур на основе полупроводников типа A_3B_5 является химическая модификация поверхности пластин, которая полностью определяет электрофизические параметры МДП-структур.

3. Использование анодных окислов в качестве подзатворного диэлектрика в МДП-структурах не обеспечивает надежную пассивацию поверхности, стабильность и воспроизводимые параметры границы раздела полупроводник – диэлектрик.

4. Оптимальный путь решения проблемы – создание на поверхности сверхтонкого диэлектрика (< 15 нм), защищенного пассивирующим покрытием типа SiO_2 (> 100 нм).

Глава 2. Теория работы МДП-структуры на InAs.

Анализ литературных данных применительно к МДП-структуре позволяет сделать следующие выводы. Наиболее полное представление о поведении МДП-структур в разных экспериментальных ситуациях получено в МДП-структурах на основе кремния. Описание физических процессов, протекающих в разных условиях работы МДП-структур изложено в монографиях [143-147]. В МДП-структуре в соответствии с рис.1.2 можно выделить несколько характерных слоев:

Область квазинейтрального объема. При изготовлении фотоприемных устройств эта область определяется фундаментальными свойствами выбранного полупроводника. Наиболее существенными параметрами, влияющими на качество приборных структур, являются такие как коэффициент поглощения света вблизи края фундаментального поглощения полупроводника, времена жизни основных и неосновных носителей тока и концентрация легирующей примеси в объеме полупроводника.

Область пространственного заряда полупроводника. Этот слой с искривленными зонами вблизи поверхности является основным. Именно он обеспечивает основные характеристики МДП-структуры как варактора. В простейшем традиционном изложении расчет концентраций электронов и дырок в приповерхностной области полупроводника проводится на основе решения одномерного уравнения Пуассона и статистики Больцмана для электронов и дырок [148]. При необходимости учитывается вырождение (статистика Ферми) и непараболичность зоны проводимости [149-153]. При вычислении емкости полупроводника используются либо аналитические решения для распределения концентрации свободных носителей в зонах полупроводника либо результаты численного расчета.

Особое место занимает учет влияния глубоких уровней в ОПЗ полупроводника. Глубокие уровни, локализованные в запрещенной зоне полупроводника влияют на основные характеристики ОПЗ (на величину генерационно-рекомбинационных потоков в ОПЗ, на величину емкости ОПЗ в области обедняющих и инвертирующих потенциалов) в равновесных, стационарных и неравновесных условиях [154 – 177].

Граница раздела полупроводник-диэлектрик. Роль границы раздела в МДП-структурах является определяющей и в большинстве практически интересных приборных применениях МДП-структур негативна. Большое число работ (часть из них обсуждалась в главе 1) посвящено анализу ПС, локализованных по энергии внутри запрещенной зоны полупроводника [178, 179] и технологическому их искоренению, однако отсутствует идеальный технологический прием, позволяющий реализовать МДП-структуру без поверхностных состояний. Лучшие результаты получены в МДП-структурах на кремнии. На кремнии удалось снизить плотность ПС до уровня ниже $10^9 \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$. Это достигается, например, введением молекул хлора в кислород при высокотемпературном окислении поверхности кремния. Снижение плотности ПС при этом происходит за счет компенсации оборванных связей кремния на поверхности полупроводника. На полупроводниках типа A_3B_5 заметный прогресс достигнут при создании эпитаксиальных гетеропереходов, особенно при использовании монокристаллических полупроводников с согласованными решетками типа GaSb/InAs, GaAs/AlGaAs и некоторых других. В МДП-структурах при использовании аморфных диэлектрических слоев в качестве подзатворного диэлектрика успехи более скромные.

Теоретически известны поверхностные состояния Тамма за счет обрыва кристаллической решетки полупроводника на поверхности и примесные состояния Шокли [180], однако корреляция с экспериментом очень приблизительная, кроме сколотой в сверхвысоком вакууме поверхности кремния.

Известно, что ПС могут быть связаны с “болтающимися” связями на границе раздела кремний - диэлектрик, которые являются вакансиями кремния и кислорода на границе Si-SiO₂ [181, 182]. На границе раздела кремний – окисел известны, например, примесные ПС золота и Na⁺ [183, 184].

Известны также более экзотические ПС, появляющиеся за счет флуктуаций поверхностного потенциала, вызванного встроенным зарядом в диэлектрике [185, 186].

Переходной слой естественного окисла. Играет определяющую роль в формировании гистерезиса МДП-структур. Переходному слою также приписывают существование медленных поверхностных состояний. Часто

трудно отделить поверхностные состояния от ловушек переходного слоя и приходится рассматривать ловушки переходного слоя и ПС совместно. В большинстве практически интересных случаях роль ловушек переходного слоя отрицательно сказывается на характеристиках приборов. На полупроводниках типа A_3B_5 модификации переходного слоя уделяется первостепенное внимание (см. главу 1). В значительной степени удачная модификация переходного слоя позволяет создавать приборные структуры с заданными электрофизическими параметрами, однако до настоящего времени остается результатом технологического поиска (искусством), но не теоретически обоснованным выбором.

Подзатворный диэлектрик. Применительно к МДП-структурам, работающим в режиме неравновесного обеднения с накоплением (приборы с зарядовой инжекцией) требования просты, но трудно выполнимы. Должны отсутствовать утечки тока по постоянному сигналу и диэлектрическая постоянная должна быть высокой для обеспечения максимально возможной зарядовой емкости ячейки. Выбор диэлектрических пленок не слишком большой. Лучшими параметрами по сопротивлению пленок обладают пленки двуокиси кремния и двойные диэлектрические покрытия двуокись кремния – нитрид кремния.

Металлический затвор. Этот слой в фотоприемных устройствах играет двойную роль. Во – первых, он должен являться запирающим контактом для потока электронов из металла, что обеспечивается величиной работы выхода электрона из металла в вакуум и величиной сродства электрона в диэлектрике. С другой стороны электрод должен пропускать свет (инфра - красное излучение), однако полупрозрачные металлические пленки для этой цели мало пригодны из-за своей нетехнологичности и малой величины пропускания, когда металлическая пленка является сплошной (несколько десятков нм). Лучшим прозрачным проводящим затвором являются пленки окиси индия (In_2O_3) [187].

Для теоретического анализа полученных экспериментальных результатов были разработаны простые аналитические и сложные численные модели МДП-структуры с реализацией пакетов счетных программ.

При разработке программ значительное внимание было уделено созданию удобного для пользователя программного интерфейса, что в конечном итоге определяет качество и востребованность программ.

Программа MDP (авторы И.М.Субботин, А.П.Ковчавцев) является наиболее удобной и надежной программой для расчета всех необходимых характеристик МДП-структуры в неравновесном обеднении на основе уравнений, приведенных в последующих главах. Учитывает также влияние упругого зеркального туннелирования зона-зона при больших импульсах инжекции. Программа не учитывает большую концентрацию глубоких уровней в ОПЗ полупроводника. Программа реализована на языке турбо Паскаль и работает в операционной среде MS-DOS. Программа имеет простой и достаточно удобный пользовательский интерфейс. Имеет внутреннюю достаточно удобную графику для просмотра полученных зависимостей.

Программа MDPKT (авторы Т.Е.Ковалевская, Н.И.Халиуллин) обеспечивает моделирование работы фотоприемников на МДП - структурах с учетом влияния глубоких уровней в ОПЗ полупроводника. Программа реализована на языке турбо Паскаль и работает в операционной среде MS-DOS и имеет внутреннюю достаточно удобную графику для просмотра полученных зависимостей.

Программа PNOBIP (автор М.С.Обрехт, ИТПМ РАН) предназначена для расчета переходных характеристик при воздействии освещения и импульса на МДП-структуру с учетом носителей двух типов в одномерном диффузионно-дрейфовом приближении. Программа не учитывает перезарядку глубоких уровней при большой их концентрации. Программа реализована на языке Фортран, является хорошей с математической точки зрения, однако, из-за отсутствия пользовательского интерфейса, не является удобной для пользователя.

Программа REL32 (авторы И.М.Субботин, А.П.Ковчавцев, А.В.Царенко) имеет все возможности программы PNOBIP, но дополнительно учитывает перезарядку ГУ при произвольной их концентрации. Имеет достаточно развитый пользовательский интерфейс для задания параметров и просмотра результатов счета. Программа реализована на языке C⁺⁺ под оболочкой среды

Bilder. Объем рабочего тела программы ~ 840 К. В последующих параграфах описаны основные уравнения и некоторые результаты расчетов.

§ 2.1. Одномерная математическая модель МДП-структуры (диффузионно - дрейфовое приближение).

Запишем основные уравнения, описывающие распределение напряженности электрического поля в области пространственного заряда МДП-структуры и перенос носителей заряда в разрешенных зонах полупроводника. Это уравнение Пуассона, описывающее распределение напряженности электрического поля ($-\nabla\varphi$) и потенциала по координате [188]:

$$\nabla^2\varphi = -\frac{q}{\varepsilon_o\varepsilon_s}[p(x)-n(x)+N_d-N_a+m] \quad (2.1)$$

Здесь $p(x)$, $n(x)$ – распределение концентрации дырок и электронов по координате, N_d , N_a – концентрация заряженных доноров и акцепторов, соответственно, m – концентрация пустых ловушек (глубоких уровней). Пустая ловушка может быть нейтральной если является акцепторным уровнем, либо положительно заряженной если является донором.

Уравнения непрерывности для электронов и дырок, описывающие изменение во времени концентрации свободных носителей в С- и V- зонах в любой пространственной точке полупроводника. Предположим, что захват и эмиссия свободных носителей тока происходит с участием одно-зарядного ГУ по тепловому механизму Шоккли – Рида - Холла [189, 190]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -c_n n m + e_n (M - m) + \frac{1}{q} \nabla j_n + G_l \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -c_p p (M - m) + e_p m - \frac{1}{q} \nabla j_p + G_l \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial m}{\partial t} = -c_n n m + e_n (M - m) + c_p p (M - m) - e_p m \quad (2.4)$$

Учтены четыре типа переходов свободных носителей между разрешенными зонами полупроводника и ГУ. Слагаемое $(-c_n n m)$ учитывает темп захвата электронов из зоны проводимости на ГУ и имеет размерность $[c^{-1}m^{-3}]$, $e_n(M-m)$ учитывает темп эмиссии электронов с ГУ в зону проводимости, $[-c_p p(M-m)]$ учитывает темп захвата дырок из валентной зоны на ГУ, $e_p m$ учитывает темп

эмиссии дырок из ГУ в валентную зону, M – полная концентрация ГУ в запрещенной зоне, m – концентрация пустых ловушек.

Коэффициенты захвата c_n, c_p связаны с сечениями захвата (размерность $[м^2]$) и тепловой скоростью электронов и дырок ($\langle V_{n,p} \rangle$).

$$c_n = \sigma_{n,p} \langle V_{n,p} \rangle \quad (2.5)$$

$$\langle V_{n,p} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_{n,p}^*}} \quad (2.6)$$

Связь сечений захвата с коэффициентами эмиссии можно определить из условия термического равновесия при котором $\partial n / \partial t = 0$ ($\nabla j_n = 0$, $G_I = 0$). Из уравнений (2.2, 2.3), с учетом хорошо известных соотношений, следует:

$$\begin{aligned} n &= n_o = N_c \exp\left(\frac{E_F - E_t}{kT}\right) \\ M - m &= N_t f_t \\ m &= N_t (1 - f_t) \\ f_t &= \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{-(E_F - E_t)}{kT}\right)} \\ N_c &= 2(m_n^* kT / 2\pi \hbar^2)^{3/2} \end{aligned} \quad (2.7)$$

где N_c – эффективное число состояний в С-зоне и f_t – фермиевская функция заполнения получим:

$$\begin{aligned} e_n &= c_n n_o \left(\frac{1 - f_t}{f_t} \right) = \sigma_n \langle V_n \rangle N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right) \\ e_n &= \frac{2\sqrt{3}k^2}{(2\pi)^{3/2} \hbar^3} m_n^* T^2 \sigma_n \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right) \end{aligned} \quad (2.8)$$

Аналогичным образом получим соотношение для коэффициента эмиссии дырок:

$$e_p = \frac{2\sqrt{3}k^2}{(2\pi)^{3/2} \hbar^3} m_p^* T^2 \sigma_p \exp\left(\frac{E_v - E_t}{kT}\right) \quad (2.9)$$

Выражения для плотностей токов в разрешенных зонах полупроводника запишем в диффузионно - дрейфовом приближении слабого электрического поля, основанного на прямо пропорциональной зависимости плотности тока электронов и дырок от градиентов электрического потенциала и концентрации носителей заряда от объемной подвижности:

$$j_n = -qn\mu_n \nabla \varphi + qD_n \nabla n \quad (2.10)$$

$$j_p = -qp\mu_p \nabla \varphi - qD_n \nabla p \quad (2.11)$$

Величины подвижностей и коэффициентов диффузии связывались известным соотношением Эйнштейна:

$$D_{n,p} = \frac{kT}{q} \cdot \mu_{n,p} \quad (2.12)$$

В уравнениях (2.2) и (2.3) слагаемое G_l описывает темп межзонной оптической генерации носителей за счет внешнего освещения.

$$G_l = \frac{\Phi_f}{E_g} \alpha \exp(-\alpha x) + \frac{\Phi_b}{E_g} \alpha \exp[-\alpha(L-x)] \quad (2.13)$$

Здесь Φ_f и Φ_b величины световых потоков, падающих с фронтальной (затвор) и обратной стороны полупроводниковой подложки.

При решении уравнений (2.1 - 2.4) граничные условия выбирались следующим образом. На границе раздела полупроводник диэлектрик (левая граница, согласно рис.1.2) предполагалось равенство нулю суммарного тока и равенство электрической индукции со стороны полупроводника и диэлектрика (предполагалось отсутствие заряда на границе раздела):

$$\begin{aligned} J_n &= J_p \\ \varepsilon_s E_s &= \varepsilon_{ox} E_{ox} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Связь между напряжением на затворе МДП-структуры и поверхностным изгибом зон задавалась известным выражением:

$$V_g = \varphi_s + \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{ox}} \cdot E_s \cdot d_{ox} \quad (2.15)$$

В глубине полупроводника (на правой границе) концентрации электронов и дырок принимались равными их объемным значениям.

Общие приближения решаемой задачи можно сформулировать следующим образом:

1. Одномерная модель конденсатора в диффузионно - дрейфовом приближении.
2. Учет статистики Больцмана.
3. Равномерное распределение моноэнергетического по энергии глубокого уровня в запрещенной зоне полупроводника по координате.
4. Пренебрежение генерационно - рекомбинационными процессами на поверхности полупроводника.

5. Пренебрежение процессами захвата в переходном слое.

На основе этих уравнений была разработана программа REL32.

В программе РНОВР перезарядка ГУ и его влияние на ход потенциала в ОПЗ полупроводника не учитывалась. Наличие уровня подразумевалось и учитывалось в уравнениях (2.2, 2.3) наличием в правой части уравнений вместо двух слагаемых одного слагаемого, которое описывает темп генерационно - рекомбинационных процессов:

$$R = (np - n_i^2) \cdot \left(\frac{1}{(n + n_i) \cdot \tau_p + (p + n_i) \cdot \tau_n} + c'_n \cdot n + c'_p \cdot p \right) \quad (2.16)$$

Здесь первое слагаемое в дальних скобках учитывает обычный генерационно-рекомбинационный механизм Са-Шоккли-Рида-Холла, а два последних слагаемых учитывают механизм Оже-рекомбинации.

С математической точки зрения ОПЗ полупроводника тянется очень далеко вглубь полупроводника и момент окончания счета изгиба зон с очень хорошей точностью можно заканчивать когда отклонение изгиба зон будет составлять величину $\sim kT$.

Самосогласованное решение уравнений (2.1-2.4) проводилось известным методом конечных разностей. Производные неизвестных функций, входящие в исходные дифференциальные уравнения, заменялись конечно - разностными отношениями. В результате была получена линейная система алгебраических уравнений с известными начальными и граничными условиями, которая решалась прямым итерационным методом. При решении использовалась схема, приведенная в [191]. Линеаризованная система уравнений приводилась к виду:

$$A_i \cdot u_{i-1}^{k+1} - C_i \cdot u_i^{k+1} + B_i \cdot u_{i+1}^{k+1} = -F_i \quad (2.17)$$

Здесь k – индекс шага по времени, i – координаты пространственной сетки полупроводника, u – вектор неизвестных функций, A_i , B_i , C_i – матрицы размером 4×4 , представляющие коэффициенты на k -ой ступени, F_i – вектор коэффициентов предыдущей временной ступени:

$$u_i^{k+1} = \begin{pmatrix} \varphi_i^{k+1} \\ n_i^{k+1} \\ p_i^{k+1} \\ m_i^{k+1} \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

В области полупроводника вводилась неравномерная координатная сетка. Для уравнения (2.4), описывающего перезарядку ГУ была выбрана неявная разностная схема, поскольку оно не содержит производных по координате и зависит только от i -го узла координатной сетки. Способ вычисления матричного уравнения (2.17) состоял в следующем. Будем считать правую часть уравнения известной с предыдущей итерации по времени и решим систему линейных уравнений с соответствующими граничными условиями методом матричной прогонки. В результате решения найдем вектор u в k' – ый (промежуточный момент времени в каждом узле координатной сетки). Далее подставим в правую часть уравнения (2.17) найденные значения вектора u , вновь решим ту же систему уравнений и найдем новые значения вектора u . Итерации во внутреннем итерационном цикле продолжим до тех пор, пока изменения вектора u станут малыми (точность счета задается параметром). Полученные значения вектора (φ, n, p, m) являются искомыми значениями на $k+1$ – ом временном шаге. Таким образом делая итерации с заданным шагом по времени мы рассчитываем значения вектора в заданный момент времени, зная его значения на предыдущей итерации по времени.

Важным вопросом, возникающим при решении нестационарных задач, является выбор шага по времени. Проведение вычислений с постоянным шагом по времени, при обеспечении приемлемой точности, требует неоправданно больших затрат машинного времени, поэтому для ускорения вычислений применялась процедура автоматического выбора шага интегрирования в зависимости локального поведения решения. Критерием необходимости изменения шага по времени являлось требуемое количество итераций внутреннего итерационного цикла. При десяти итерациях на предыдущем шаге по времени внутреннего итерационного цикла шаг не изменялся, при одиннадцати – уменьшался, при значениях $<$ десяти – увеличивался. При двенадцати итерациях текущий внутренний итерационный цикл прерывался, шаг уменьшался в 1,5 раза и расчет выбранной итерации по времени возобновлялся.

§ 2.2. Результаты численного моделирования вольтфарадных характеристик идеальной МДП-структуры.

При моделировании ВФХ (программа REL32) было проведено прямое моделирование в рамках одномерной математической модели в диффузионно-дрейфовом приближении. Величина малосигнальной дифференциальной емкости полупроводника вычислялась как производная по времени накопленного заряда на затворе МДП-структуры при приложении постоянного медленно меняющегося напряжения (закон изменения напряжения можно задавать в виде параметров и тестового переменного синусоидального малосигнального напряжения частотой f и величиной не более kT).

Рассмотрим поведение идеализированных ВФХ. Предположим, что концентрация глубоких уровней мала по сравнению с концентрацией легирующей примеси.

На рис.2.1 показано семейство частотных зависимостей ВФХ при температуре 150 К. При этой температуре концентрация собственных носителей составляет величину $\approx 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. При частотах выше 100 Гц ВФХ имеет характерный высокочастотный вид. При понижении частоты ВФХ плавно приобретает черты низкочастотной кривой и достигает характерного низкочастотного вида при частотах $\sim 10^{-5}$ Гц. При понижении температуры до 77 К частотная зависимость ВФХ не проявляется и при более низких частотах, что указывает на пренебрежимо малое влияние тепловых генерационных процессов в ОПЗ полупроводника. Основным источником неосновных носителей, приводящим к накоплению неосновных носителей заряда вблизи поверхности полупроводника и, соответственно, формированию инверсионного слоя является диффузионный поток дырок из квазинейтрального объема.

На рис.2.2 показано семейство температурных зависимостей ВФХ, рассчитанных при тестовой частоте 1 мГц. Видно, что при температуре 77 К ВФХ имеет характерный вид неравновесной кривой, когда из-за низкого темпа тепловой генерации через рекомбинационный уровень и низкого потока неосновных носителей за счет диффузии из квазинейтрального объема инверсионный слой вблизи поверхности полупроводника не успевает сформироваться (при моделировании выбрана развертка по постоянному

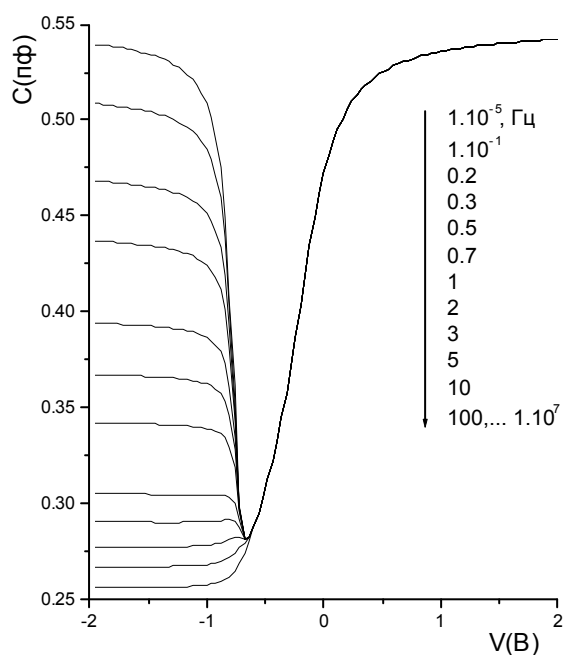


Рис.2.1. Частотные характеристики ВФХ. Параметры моделирования: $N_d = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $M = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $E_t = 200 \text{ мВ}$ (отсчет от E_v), $\sigma_n = \sigma_p = 10^{-13} \text{ см}^2$, $\mu_n = 5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $\mu_p = 3 \cdot 10^2 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $E_g(0) = 0,42671 \text{ эВ}$, $m_n = 0,023 \cdot m_0$, $m_p = 0,41 \cdot m_0$.

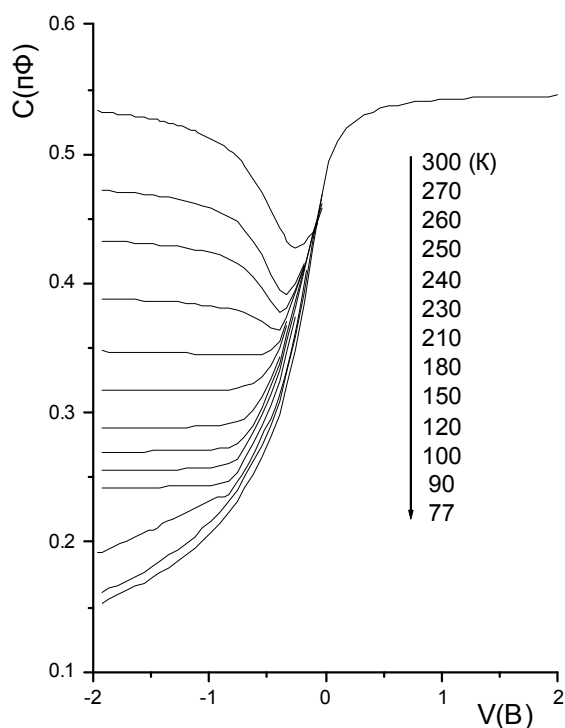


Рис.2.2. Семейство температурных зависимостей ВФХ на частоте 1 мГц. Параметры моделирования в соответствии с рис.2.1.

напряжению со скоростью $4 \cdot 10^{-2}$ В/с). При температурах выше 110 К и слой начинает формироваться и ВФХ приобретает характерный высокочастотный вид. Высокочастотный вид ВФХ сохраняется до температуры 240 К, выше которой ВФХ плавно переходит к низкочастотному виду. Представляется также интересным проследить влияние освещения на вид ВФХ. При освещении МДП-структуры (предполагается что электрод прозрачен для света на краю собственного поглощения полупроводника) также можно наблюдать трансформацию ВФХ из высокочастотного типа в низкочастотный, как показано на рис.2.3. Из рисунка видно, что до момента появления на ВФХ характерного, для низкочастотной кривой, минимума, ВФХ, при малых уровнях освещения, имеют вид высокочастотных кривых. Это обстоятельство является очень важным с методической точки зрения. Часто ВФХ измеряются в условиях неконтролируемой подсветки, например в условиях комнатного фона. При отсутствии теоретических кривых, моделирующих ситуацию трансформации ВФХ при низких уровнях освещения, можно провести неверную интерпретацию плато на ВФХ кривых при инверсионных изгибах зон. Известно, что величина емкости в области плато связана с концентрацией легирующей примеси в объеме полупроводника. Увеличение емкости в области плато за счет освещения будет заметно завышать полученные значения концентрации легирующей примеси, найденные из величины емкости в области инверсионной полки на высокочастотной ВФХ. Следует также отметить, что поскольку ГУ в ОПЗ полупроводника также оказывает влияние на величину емкости в области плато, наличие неконтролируемой засветки МДП-структур, может приводить к искажению истинной величины концентрации ГУ в ОПЗ полупроводника, определяемой из величины емкости в области плато высокочастотных ВФХ.

На рис.2.4 показано начало формирования инверсионного слоя при предельно низких значениях плотности потока фонового излучения. В отсутствие освещения ВФХ имеет характерный вид неравновесной кривой. Форма кривой обусловлена отсутствием термогенерированных и и генерированных светом неосновных носителей заряда, приводящих к формированию инверсионного слоя. При наличии фотогенерированных носителей тока (вторая кривая снизу) на кривой виден характерный излом,

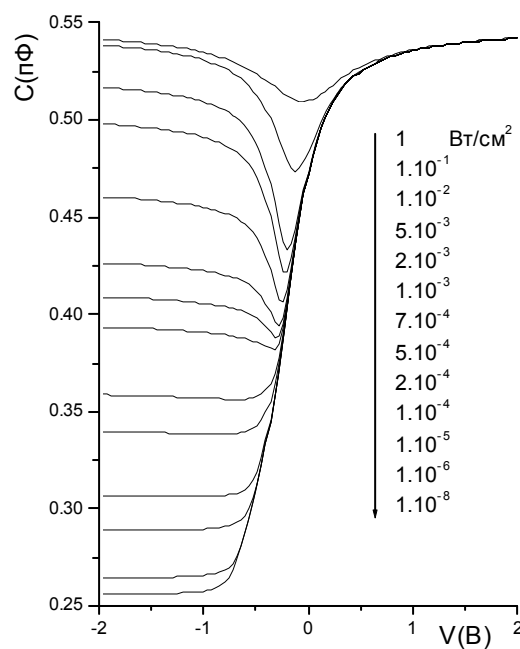


Рис.2.3. Влияние освещения на высокочастотную ВФХ при температуре 150 К. Параметры моделирования в соответствии с рис.2.1.

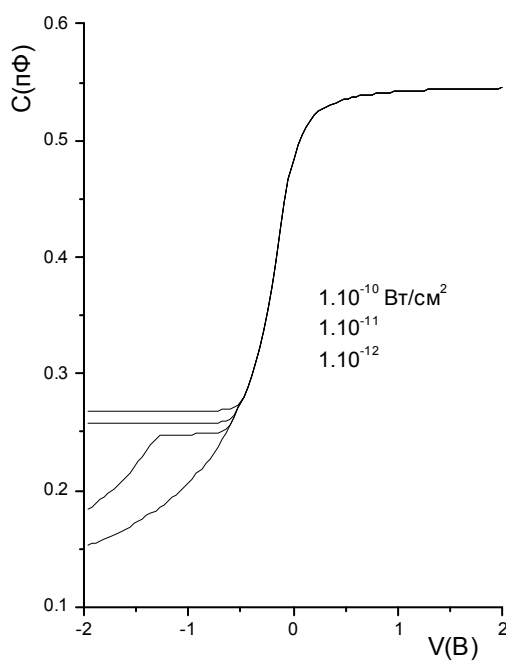


Рис.2.4. Начало формирования инверсионного слоя при малых уровнях свещения. Нижняя кривая в отсутствии освещения. Параметры моделирования в соответствии с рис.2.1.

показывающий, что при очень малых световых потоках генерированных светом неосновных носителей недостаточно для экранировки заряда ОПЗ полупроводника при всех напряжениях. При увеличении потока света (две верхних кривых) формируется характерное плато высокочастотной ВФХ.

На рис.2.5 показано семейство высокочастотных ВФХ при разных величинах концентрации легирующей примеси в полупроводнике. Из рисунка видно, что наклон ВФХ уменьшается при увеличении концентрации легирующей примеси и величина емкости в области плато, соответствующего насыщению в инверсии увеличивается.

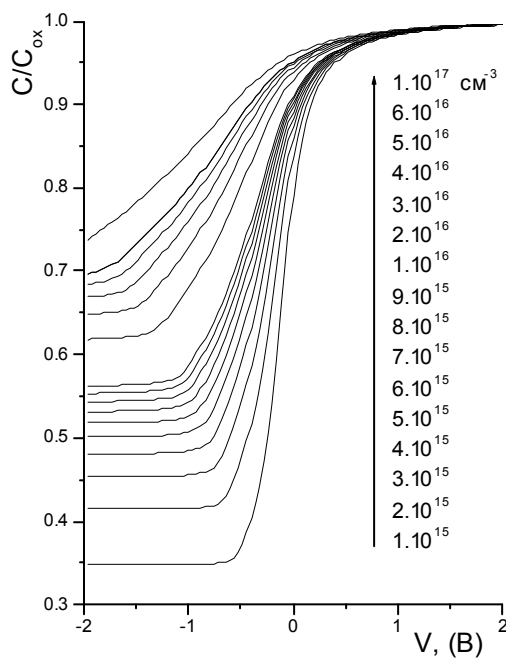


Рис. 2.5. Влияние концентрации легирующей примеси на высокочастотную ВФХ ($f = 1$ мГц) при температуре 150 К.

§ 2.3. Влияние глубокого уровня, локализованного в запрещенной зоне InAs на вольтфарадные характеристики МДП-структуры.

В программе REL32 глубокие уровни задаются энергетическим параметром – глубиной залегания уровня в запрещенной зоне полупроводника и величинами сечения захвата электронов и дырок на уровень. Глубокий уровень в запрещенной зоне полупроводника может представлять собой генерационный центр, либо уровень прилипания. В простейшем варианте уровень может быть ловушкой донорного или акцепторного типа, отталкивающим центром, либо нейтральным центром [147]. На рис.2.6 схематически показана энергетическая диаграмма возможных центров.

Максимальную величину сечения захвата имеет кулоновский центр захвата. Оценим величину сечения захвата кулоновского центра в InAs. Предполагают, что вероятность нахождения носителя заряда на расстоянии r от центра захвата дается выражением:

$$P(r) \approx 4\pi r^2 \exp(q^2 / 4\pi\epsilon_0\epsilon_s r) \quad (2.19)$$

Функция $P(r)$ имеет минимум при значении r_m равном:

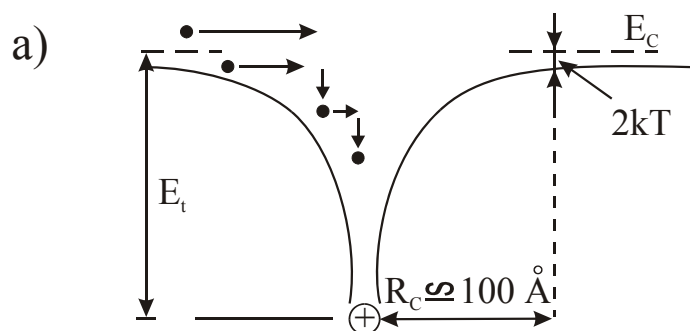
$$r_m = \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0\epsilon_s kT} \quad (2.20)$$

Величину сечения захвата можно оценить как:

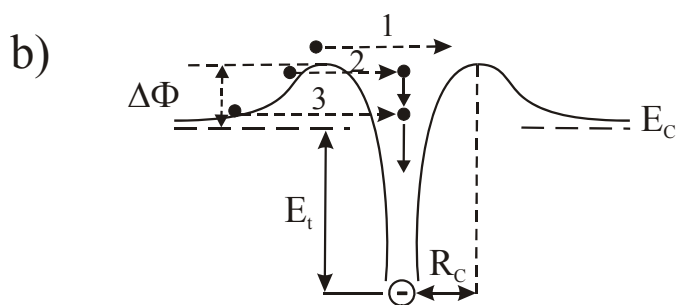
$$\sigma \approx \pi r_m^2 = \left(\frac{q^2}{8\pi\epsilon_0\epsilon_s kT} \right)^2 \quad (2.21)$$

При температуре 77 К в InAs величина $r_m \sim 7,5$ нм и $\sigma \sim 1,7 \cdot 10^{-12}$ см².

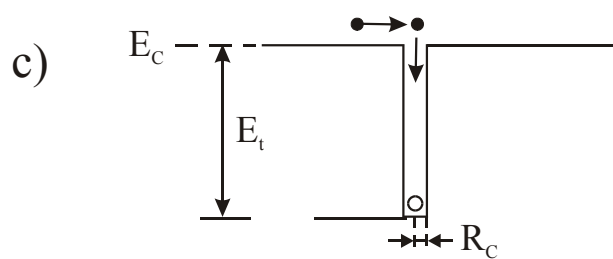
На рис.2.7 показано влияние ГУ кулоновского типа на частотные зависимости ВФХ при концентрации ГУ, сравнимой с концентрацией легирующей донорной примеси. Всю частотную область можно условно разделить на три диапазона: низкочастотный (10^{-5} - 10^2 Гц), среднечастотный (10^{-3} - $2 \cdot 10^4$ Гц), и высокочастотный ($>10^4$ Гц). В низкочастотной области ВФХ имеет черты классической низкочастотной кривой, однако в области минимума (см. рис.2.1), характерного для идеальной кривой в отсутствии ловушек (или при концентрации много меньшей концентрации легирующей примеси) имеет характерный подъем в виде выраженного максимума. При повышении частоты тестового сигнала (среднечастотная область) величина пика на ВФХ



$$10^{-14} < \sigma_c < 10^{-12} \text{ cm}^2$$



$$10^{-22} < \sigma_c < 10^{-18} \text{ cm}^2$$



$$10^{-18} < \sigma_c < 10^{-14} \text{ cm}^2$$

Рис.2.6. Возможные типы глубоких уровней [147]. Здесь:

- a) – кулоновский притягивающий центр,
- b) – отталкивающий кулоновский,
- c) – нейтральный центр.

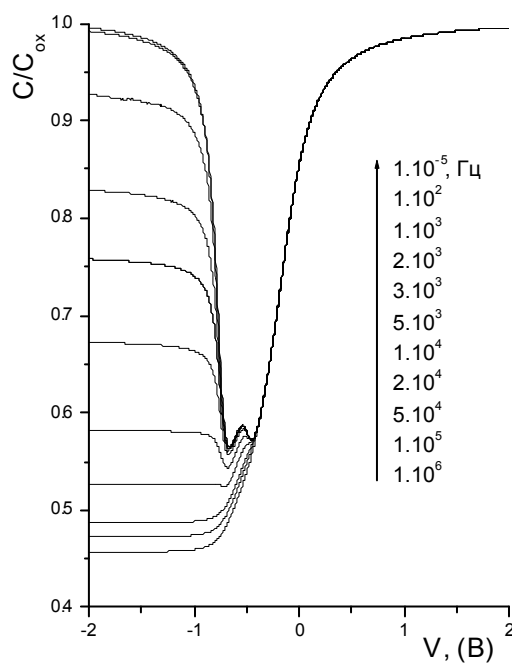


Рис.2.7. Частотные зависимости ВФХ МДП-структуры при наличии ГУ с концентрацией $M = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($T=150 \text{ K}$). Параметры моделирования в соответствии с рис.2.1.

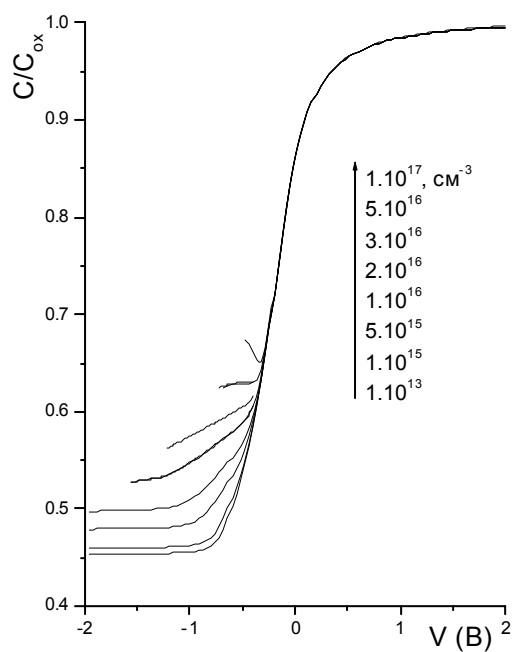


Рис.2.8. Влияние ГУ на высокочастотную ВФХ (1 мГц, 150 К) МДП-структуры. Параметры моделирования в соответствии с рис.8.

уменьшается и в высокочастотной области, ГУ проявляются в виде появления характерной затяжки емкости в области истощающих напряжений (протяженная падающая полочка) и увеличения емкости в области сильной инверсии. На рис.2.8 показано уменьшения и в высокочастотной области ГУ проявляются в виде появления характер влияние концентрации ГУ на высокочастотную ВФХ. Наличие особенностей на ВФХ позволяет использовать их для определения концентрации ГУ в ОПЗ полупроводника.

Методически это можно делать, например, следующим образом:

1. Измерить высокочастотную ВФХ и построить зависимость C^{-2} -V обедняющих напряжений, до напряжений, соответствующих началу затяжки. При однородном легировании полупроводника зависимость будет представлять прямую линию с наклоном, зависящим от концентрации донорной примеси:

$$\frac{d(C^{-2})}{dV} = \frac{2}{q\epsilon_0\epsilon_s N_d} \quad (2.22)$$

Концентрацию донорной примеси также можно найти независимыми методами, по измерению эффекта Холла и магнетосопротивления.

С найденной величиной концентрации легирующей примеси построить теоретические зависимости высокочастотных ВФХ и определить концентрацию ГУ по наилучшему совпадению экспериментальных и теоретических ВФХ в области затяжки на C-V кривых или в области сильной инверсии.

§ 2.4. Особенности вольтфарадных характеристик МДП-структуры при приложении пилообразного напряжения.

Исследованию ВФХ при приложении пилообразного напряжения к МДП-структурам посвящено достаточно много работ [192-203]. Изменения емкости во времени определяются в основном двумя физическими процессами: перезарядкой поверхностных состояний и изменением плотности потока неосновных носителей протекающих через ОПЗ полупроводника при изменении напряженности электрического поля. В одних работах основное внимание уделено анализу перезарядки поверхностных состояний, в других - анализу темновых процессов термогенерации носителей в ОПЗ-

полупроводника. Поскольку прямое моделирование структур проводилось в основном в МДП-структурах на основе кремния, результатами численного расчета невозможно практически воспользоваться при исследовании, например, арсенид индиевых МДП-структур. При анализе процессов генерации подавляющее большинство работ учитывает влияние глубоких генерационно - рекомбинационных уровней посредством известной формулы:

$$J_g = \frac{qn_i}{\tau_g} \cdot (W - W_\infty) \quad (2.23)$$

Эта формула работает в приближении малости концентрации ГУ по сравнению с концентрацией легирующей примеси и требует коррекции когда концентрация ГУ сравнима с уровнем легирования полупроводника. Величина плотности теплового генерационного тока в этом приближении варьируется величиной генерационного времени, которое в модели Са-Шоккли-Рида-Холла вытекает из формулы (2.16):

$$\tau_g = \tau_p \cdot \exp(E_t / kT) + \tau_n \cdot \exp(-E_t / kT) \quad (2.24)$$

В нелегированном InAs часто концентрация ГУ бывает порядка концентрации донорной примеси и использование традиционного подхода в ряде случаев обеспечивает заметные погрешности в интерпретации экспериментальных данных.

Очень давно известно [204, 205], что в кремниевых МДП-структурах при пониженных температурах наблюдались гистерезисные явления, связанные с неравновесным обеднением поверхности полупроводника при приложении пилообразного напряжения.

Применительно к МДП-структурам на основе InAs эффекты такого рода можно моделировать с помощью программы REL32. На рис.2.9 показано развитие петли гистерезиса ВФХ, связанного с неравновесным обеднением при приложении пилообразного напряжения. Нарушение равновесия начинается в точке А и связано с тем, что при изменении напряжения не успевает формироваться равновесный слой инверсии и емкость неравновесного слоя становится меньше емкости, соответствующей емкости при равновесной инверсии. При обратном ходе напряжения частично восстанавливается инверсионный слой и в точке В формирование равновесного инверсионного слоя заканчивается. Величина емкости при этом соответствует емкости

высокочастотной ВФХ в области сильной инверсии. На рис.2.9 показана ситуация когда для каждой петли гистерезиса выбрано постоянное время прямого и обратного проходов по напряжению. В экспериментальных ситуациях чаще реализуют ситуацию, когда задается постоянной скоростью развертки напряжения в единицу времени. Далее мы рассмотрим такую ситуацию на основе экспериментальных данных. В отсутствие освещения скорость восстановления инверсионного слоя в основном лимитируется тепловым механизмом генерации неосновных носителей. В отсутствие концентрации ГУ, сравнимой с концентрацией легирующей примеси, формирование гистерезиса объяснить на основе механизма генерации Са-Шоккли-Рида-Холла невозможно. Почему это важно? Дело в том, что гистерезис, связанный с неравновесным обедением в МДП-структурах, наблюдается всегда и на всех известных полупроводниках. В МДП-структурах на кремнии при азотной температуре гистерезис ВФХ должен полностью отсутствовать. В 70-е и 80-е годы гистерезис пытались объяснить туннельной перезарядкой поверхностных электронных состояний, связанных с дефектами окисла, причем всегда объяснения носили лишь качественный или полуколичественный характер [206]. В работе [207] для объяснения механизма формирования гистерезиса рассматривалась возможность появления на обедненной поверхности полупроводника неосновных носителей вследствие растекания их из включающихся при повышенных напряжениях центров аномальной генерации [208]. Однако многие особенности низкотемпературных ВФХ не нашли своего объяснения. Удовлетворительного разумного объяснения физической природы аномальных центров генерации предложено не было. В ряде работ высказывались достаточно мягкие и слабо обоснованные концепции существования микронеоднородностей разной природы, например дислокаций на которых сегрегируются определенные примеси с большой локальной концентрацией. С проблемой низкотемпературного гистерезиса мы также столкнулись при исследовании МДП-структур на InAs. Поскольку нам удалось реализовать МДП-структуры с очень низкой плотностью ПС ($2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$), концепцию перезарядки поверхностных электронных состояний для

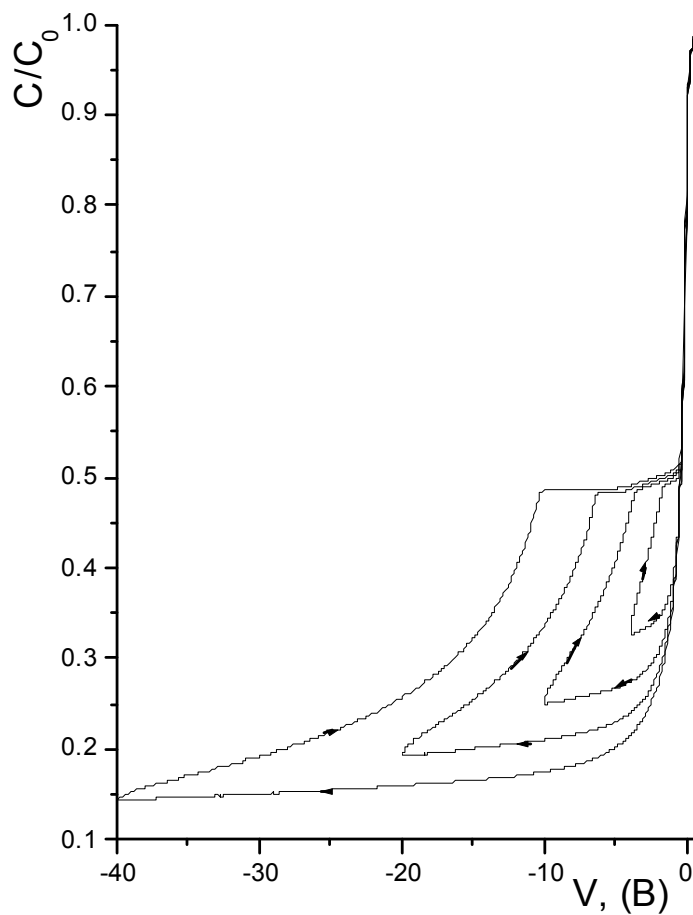


Рис.2.9. Развитие петли гистерезиса ВФХ на частоте 1 мГц при температуре 77 К и времени развертки пилообразного напряжения 100 с. Расчет проведен при $M = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Другие параметры в соответствии с рис.2.1.

объяснения формирования низкотемпературного гистерезиса привлечь невозможно.

Продemonстрируем сложность задачи на конкретных модельных примерах. На рис. 2.10 показана попытка промоделировать формирование гистерезиса ВФХ при некоторых параметрах. Из рисунка видно, что гистерезис отсутствует при малой концентрации ГУ и сечениях захвата, соответствующих центру кулоновского типа. Гистерезис начинает проявляться лишь при неразумно больших сечениях захвата, величиной $\sim 10^{-10} \text{ см}^{-2}$.

При сохранении сечения захвата, соответствующего центру кулоновского типа, гистерезис начинает проявляться лишь при концентрациях ГУ, сравнимых с концентрацией легирующей донорной примеси в объеме полупроводника, как показано на рис. 2.11.

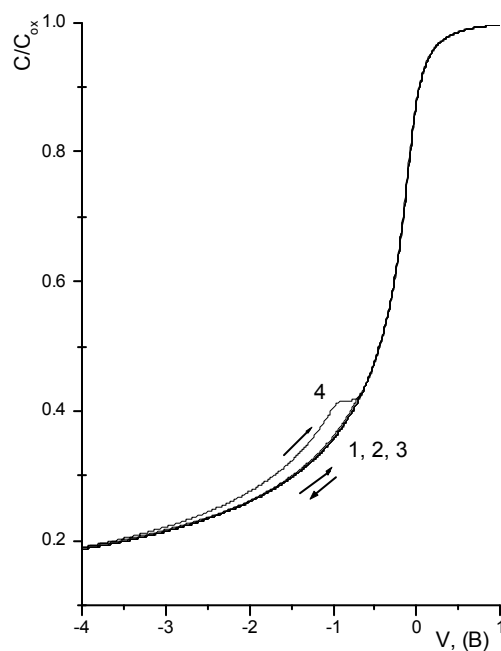


Рис.2.10. Гистерезис ВФХ на частоте 1 мГц при температуре 77 К и времени развертки пилообразного напряжения 100 с. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют $M = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $\sigma_n = \sigma_p = 1 \cdot 10^{-13}, 1 \cdot 10^{-12}, 1 \cdot 10^{-11}, 1 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2$.

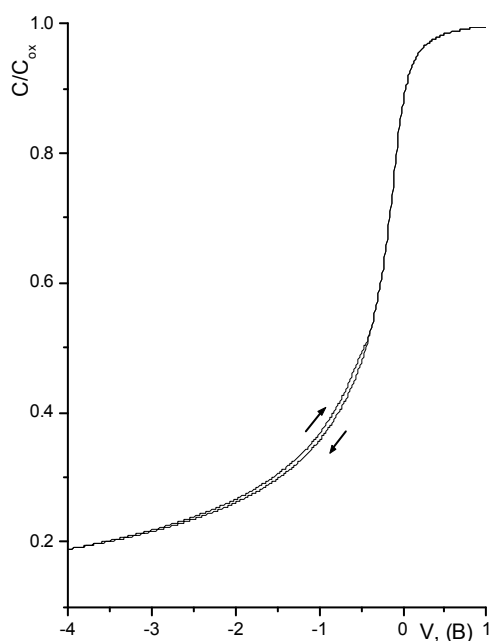


Рис.2.11. Гистерезис ВФХ на частоте 1 мГц при температуре 77 К и времени развертки пилообразного напряжения 100 с. Здесь $N_d = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $M = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\sigma_n = \sigma_p = 1 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$.

§ 2.5. Характеристики МДП-структур при неравновесном импульсном обеднении.

На основе процессов релаксации емкости и проводимости МДП-структур при неравновесном импульсном обеднении существует большое число методик, позволяющих извлекать основные параметры, характеризующие приповерхностные слои полупроводника и границы раздела полупроводник – диэлектрик. Методики импульсной техники, направленные на извлечение основных параметров, приведены в обзоре [209] и других работах [210-215]. На основе импульсных методов также основаны различные варианты емкостной спектроскопии глубоких уровней в p - n переходах, барьерах Шоттки, гетеропереходах и МДП-структурах. Одним из основных параметров, характеризующих поток неосновных носителей протекающих в ОПЗ-полупроводника, является генерационное время (τ_g). Это время характеризует работу многих полупроводниковых приборов. В частности, от величины τ_g зависят: плотность темнового тока в ОПЗ МДП-структур и других приборов, эффективность переноса и динамический диапазон приборов с зарядовой связью, время восстановления динамической памяти (RAM). Основные параметры приборов с зарядовой инжекцией можно получить из измерений релаксации емкости и поверхностного потенциала во времени после приложения импульсного обедняющего потенциала. Моделирование такой ситуации на кремнии было проведено в работе [168], однако при анализе МДП-структур на основе InAs результатами работ воспользоваться невозможно. Рассмотрим некоторые из зависимостей с помощью программы REL32. Программа позволяет моделировать переходные процессы в МДП-структуре при приложении импульсных напряжений прямоугольной формы разной длительности, дополнительно можно задать скорость нарастания переднего или заднего фронтов импульса. При этом в исходном состоянии МДП-структура может находиться под любым постоянным смещением. Рассмотрим простейшие ситуации.

Пусть в начальный момент времени МДП-структура находится в состоянии плоских зон (изгиб поверхностного потенциала в приповерхностной области отсутствует). В нулевой момент времени к МДП-структуре приложим

прямоугольную ступеньку обедняющего импульсного напряжения с бесконечно коротким передним фронтом. На рис.2.12 показано распределение подвижных носителей в приповерхностной области полупроводника.

Концентрация электронов до приложения импульса соответствует объемной концентрации легирующей примеси. После приложения импульса концентрация электронов заметно не изменяется до времени $\sim 10^{-14}$ с (область I). Затем примерно за времена сравнимые с максвелловским временем электроны электрическим полем выбрасываются из зоны проводимости в объем полупроводника, при этом во внешней цепи протекает ток (область II). Величину максвелловского времени можно оценить из известного соотношения:

$$\tau_M = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s}{q \mu_n N_d} \quad (2.25)$$

Оценки показывают, что величина $\tau_M \sim 5 \cdot 10^{-14}$ с. Процесс выброса электронов заканчивается за времена $\sim 10^{-12}$ с. За эти времена происходит перераспределение электрического поля между полупроводником и диэлектриком. Далее на участке III, соответствующего формированию ОПЗ полупроводника и слабому изменению концентрации дырок в приповерхностной области, концентрация электронов оказывается много меньше собственной концентрации и удерживается постоянной до времен $\sim 10^{-8}$ с. На участке IV концентрация электронов продолжает падать и связана с ростом концентрации дырок в приповерхностном слое. На участке V заканчивается формирование слоя инверсии в приповерхностной области полупроводника и концентрация электронов соответствует их равновесной концентрации в слое инверсии. Концентрация дырок до приложения обедняющего импульса соответствует равновесной концентрации дырок в легированном материале n -типа проводимости. После приложения импульса концентрация дырок плавно нарастает до равновесного значения, соответствующего равновесному слою инверсии. Пунктирная кривая соответствует заполнению глубокого уровня электронами от его равновесного значения до значения, соответствующего полному заполнению, т.е. объемной концентрации ГУ. Заполнение уровня (выбран кулоновский центр) происходит за время ~ 1 мкс.

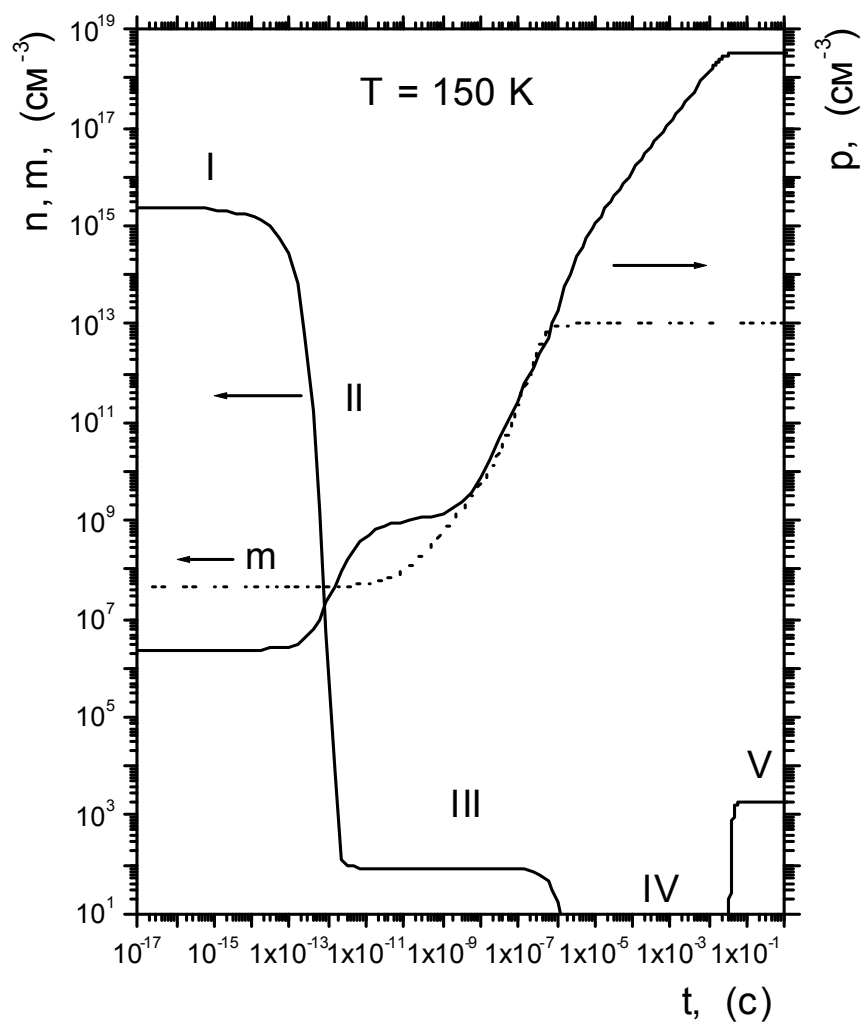


Рис.2.12. Распределение концентраций подвижных носителей в ОПЗ InAs после приложения обедняющего импульса амплитудой $|4 \text{ В}|$. Здесь $N_d = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $M = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\sigma_n = \sigma_p = 1 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$, $E_f = 200 \text{ мВ}$. Другие параметры в соответствии с рис.2.1.

На рис.2.13 показано характерное распределение во времени заряда на металлическом затворе МДП-структуры и заряда накопленного в слое инверсии.

На рис.2.14 показано семейство кривых релаксации поверхностного потенциала после приложения импульса обеднения для разных типов центров и разных концентраций ГУ. Участок А соответствует формированию ОПЗ полупроводника. На участке В происходит переход поверхности от неравновесного состояния, связанного с возмущающим действием обедняющего импульса, до формирования равновесного инверсионного слоя полки (нижнее плато на кривых). На плато величина поверхностного изгиба зон соответствует равновесному значению после формирования равновесного слоя инверсии ($\phi_{s\infty}$).

На рис.2.15 показаны аналогичные зависимости релаксации поверхностного потенциала для ловушки кулоновского типа при разной глубине залегания уровня ГУ по энергии. Видно, что наиболее эффективно (наиболее губительно для приборных применений) ГУ работает в случае его локализации по энергии вблизи середины запрещенной зоны. При этом поверхностный потенциал МДП-структуры быстро релаксирует к равновесному значению, соответствующему $\phi_{s\infty}$. Для приборных применений МДП-структур это ограничивает величину времени накопления ПЗИ-элемента, необходимого для сбора информационных носителей заряда в инверсионном слое InAs.

На рис.2.16 показаны аналогичные семейства релаксационных кривых при температуре 77 К. Видно, что кривые релаксации в значительной степени определяются параметрами ГУ, положением уровня в запрещенной зоне и сечением захвата. При локализации ГУ вблизи середины запрещенной зоны (кривая 5) МДП-структура достаточно долго релаксирует во времени к квазиравновесному значению поверхностного потенциала даже при концентрации ГУ существенно большей концентрации донорной примеси. При приближении ГУ к краю С-зоны заметно поднимается и величина соответствующая значению $\phi_{s\infty}$, что связано с заметным влиянием ГУ на толщину ОПЗ InAs.

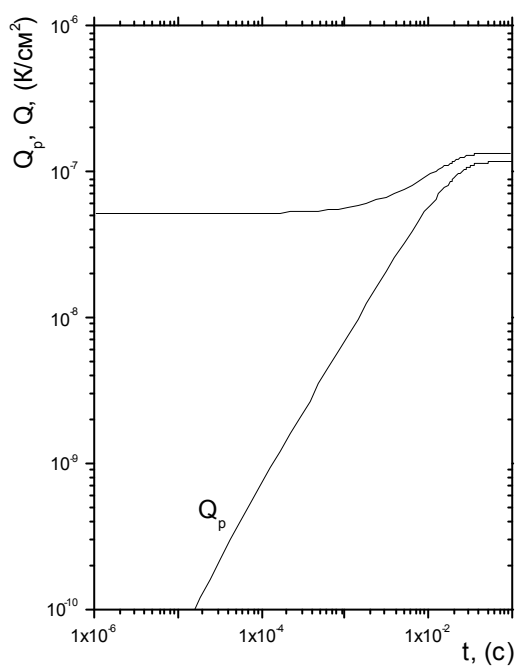


Рис.2.13. Зависимости Q_p и Q от времени. Остальные параметры в соответствии с рис.2.12.

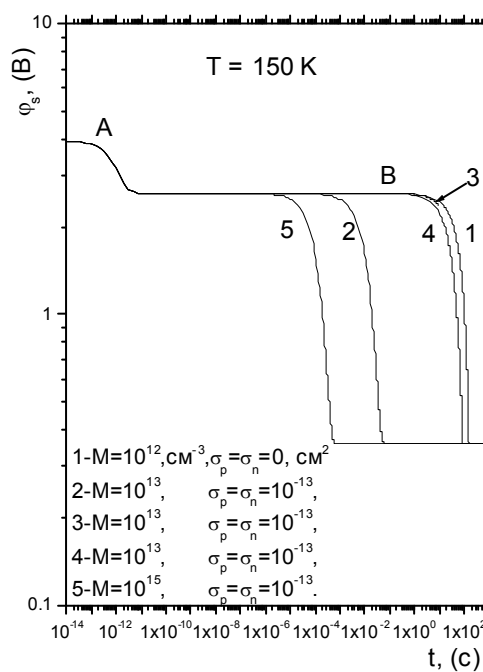


Рис.2.14. Зависимость релаксации поверхностного потенциала во времени. Параметры моделирования показаны на рисунке и в соответствии с рис.2.12.

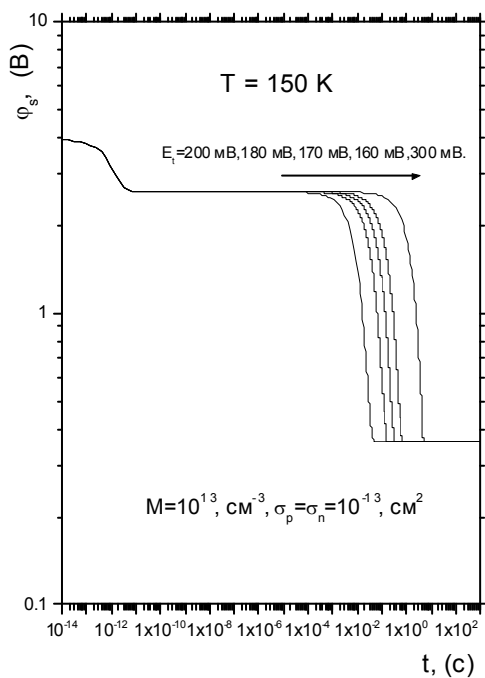


Рис.2.15. Зависимость релаксации поверхностного потенциала от времени. Параметром является положение ГУ в запрещенной зоне InAs. Другие величины для моделирования взяты в соответствии с рис.2.12.

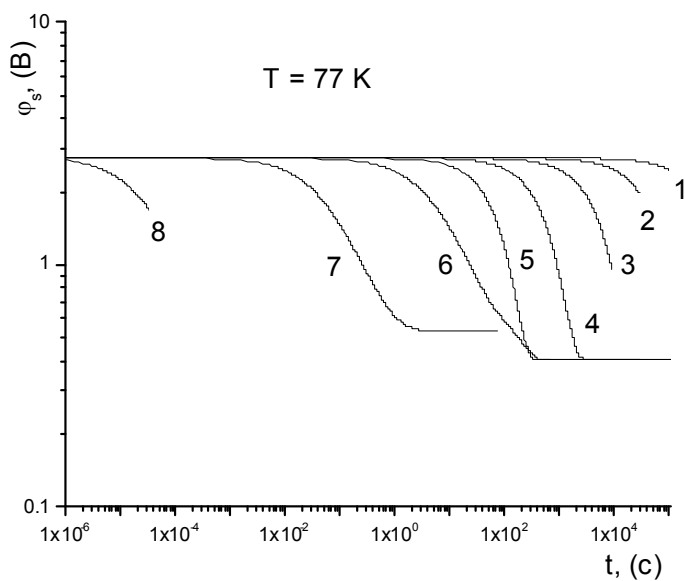


Рис.2.16. Релаксация поверхностного потенциала МДП-структуры во времени при температуре 77 К. Кривые на рисунке получены при следующих параметрах:

- 1 – $M = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\sigma_p = 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$, $E_t = 200 \text{ мВ}$.
- 2 – $M = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\sigma_p = 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$, $E_t = 200 \text{ мВ}$.
- 3 – $M = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\sigma_p = 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$, $E_t = 200 \text{ мВ}$.
- 4 – $M = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\sigma_p = 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$, $E_t = 200 \text{ мВ}$.
- 5 – $M = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\sigma_p = 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$, $E_t = 200 \text{ мВ}$.
- 6 – $M = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\sigma_p = 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$, $E_t = 220 \text{ мВ}$.
- 7 – $M = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\sigma_p = 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$, $E_t = 250 \text{ мВ}$.
- 8 – $M = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\sigma_p = 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$, $E_t = 300 \text{ мВ}$.

Интересно проследить за переходом условий неравновесного обеднения к равновесным условиям. На рис.2.17 показаны кривые изменения заряда в ОПЗ полупроводника при переходе от неравновесных (кривые 2 и 3) к равновесным условиям (кривая 1). Видно что после приложения импульсов обеднения происходит изменение заряда ОПЗ полупроводника, причем при малой амплитуде импульса инжекции после окончания процесса релаксации (кривая 2) заряд ОПЗ соответствует слабой инверсии, а при достаточно большой амплитуде импульса формируется инверсионный слой (кривая 3). При этом равновесная кривая 1 соответствует известным зависимостям перехода МДП-структуры от состояния обеднения до сильной инверсии. Получение равновесной кривой позволяет проверить правильность и точность проведенных расчетов. Продемонстрируем, также, результат расчета релаксации толщины слоя обеднения. В исходном состоянии структура находилась в сильной инверсии, образованной приложением постоянного отрицательного напряжения величиной 10 В. В начальный момент времени к структуре дополнительно был приложен прямоугольный импульс положительной полярности, длительностью 1 мкс и амплитудой 1 В. Передний и задний фронты импульса были выбраны по 0,1 мкс.

На рис.2.18 показана релаксация толщины ОПЗ во времени. Передний фронт импульса приводил к выбросу части заряда из слоя инверсии. Задний фронт импульса являлся обедняющим импульсом. После окончания действия импульса толщина слоя обеднения структуры во времени соответствовала некоторой толщине обедненного слоя, который определяется амплитудой импульса. Затем с течением времени, происходила релаксация МДП-структуры во времени с выходом на ту же полку, соответствующую максимальной глубине инверсионного слоя в равновесии.

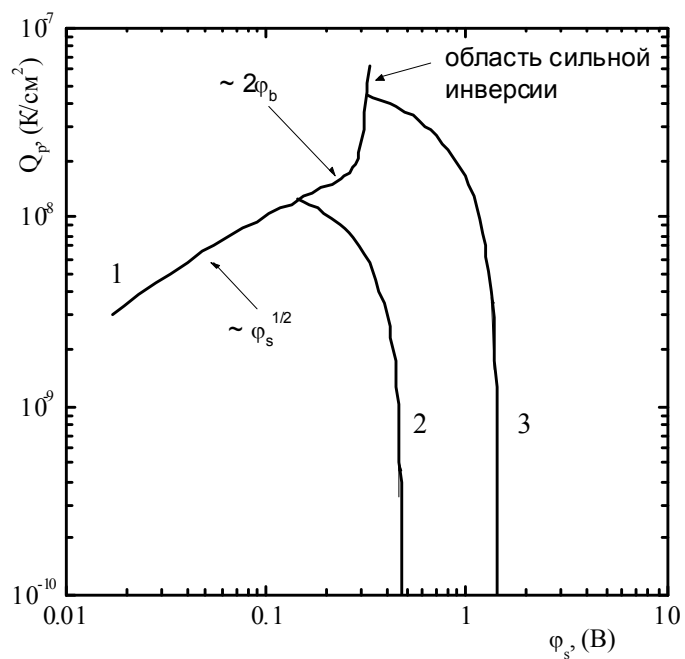


Рис.2.17. Заряд в инверсионном слое МДП-структуры. Здесь: 1 – равновесная кривая, 2 – неравновесная кривая при амплитуде импульса инжекции 0,5 В, 3 – то же при амплитуде 1,5 В.

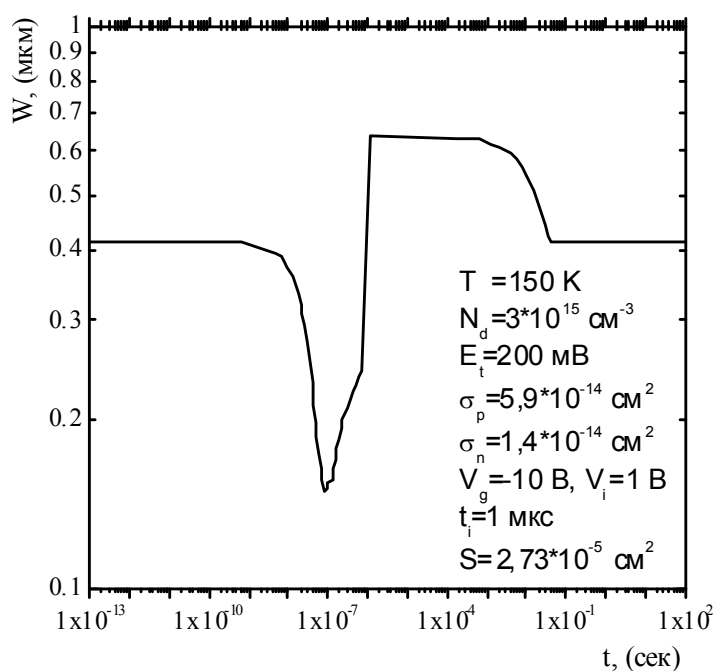


Рис.2.18. Изменение толщины слоя обеднения во времени после приложения обедняющего импульса.

Основные результаты и выводы главы 2

1. Разработана и реализована с удобным пользовательским интерфейсом точная одномерная модель МДП-структуры в диффузионно – дрейфовом приближении с учетом присутствия в ОПЗ полупроводника ГУ с концентрацией, превышающей концентрацию легирующей примеси в объеме полупроводника.

2. Математическая модель МДП-структуры, реализованная в программе REL32, позволяет провести расчет всех основных характеристик МДП-структуры с учетом освещения:

- частотных зависимостей малосигнальных ВФХ (тестовый сигнал либо синусоида, либо прямоугольный импульс);
- динамических ВФХ при линейной развертке пилообразного напряжения на затворе МДП-структуры;
- зависимостей релаксации емкости и поверхностного потенциала от времени после приложения к затвору МДП – структуры импульсного напряжения.

3. Показано влияние ГУ на вид ВФХ МДП - структур, проявляющееся в виде наличия максимума в области истоковых напряжений на низкочастотной и среднечастотной ВФХ и в виде пологой полочки при переходе от обеднения к слабой инверсии и увеличения величины емкости в области сильной инверсии на высокочастотных ВФХ.

4. Предложена простая методика определения концентрации ГУ из анализа высокочастотных ВФХ МДП-структур.

5. Показано, что кривые релаксации поверхностного потенциала заметно деформируются при энергетическом смещении ГУ от середины запрещенной зоны по направлению к краю *C*-зоны.

Глава 3. Адмиттанс МДП-структур и плотность поверхностных состояний.

§ 3.1. Теория адмиттанса МДП-структур (упрощенное аналитическое представление)

Измерения и анализ адмиттанса МДП – структур позволяют определить основные характеристики МДП-структур, такие как величину встроенного заряда в диэлектрике, плотность поверхностных состояний (ПС), потенциал поверхности полупроводника (ϕ), параметры генерационно - рекомбинационных уровней. Адмиттанс МДП-структур представляет собой комплексную проводимость структуры, эквивалентная схема которой состоит из последовательно соединенных емкостей затвора (C_{ox} - геометрической емкости конденсатора) и емкости области пространственного заряда полупроводника (C_{sc}) (идеальный случай). В реальных структурах параллельно емкости затвора подключена частотно зависящая проводимость потерь диэлектрика (G_{ox}), а параллельно емкости пространственного заряда $R_s C_s$ – цепочка поверхностных состояний. Мнимая часть адмиттанса представляет емкость МДП-структуры (C - V кривая), а действительная часть характеризует потери за счет неидеальности емкости (G - V кривая).

Для определения плотности ПС в МДП - структурах часто используют известные методы измерений: высокочастотной и низкочастотной емкости [88, 216], температурных изменений напряжения плоских зон [217, 218], частотных зависимостей проводимости МДП - структур на переменном сигнале [219].

Емкостные измерения МДП-структур позволяют определить энергетические зависимости плотности ПС, но не позволяют получить постоянную времени ПС и, соответственно, их сечение захвата (σ_0). При измерении емкости на частотах ~ 1 МГц, цепочка $R_s C_s$ не оказывает существенного влияния на величину измеряемой емкости МДП-структуры, то есть не дает вклада в емкость. При этих условиях измеряется высокочастотная емкость МДП-структуры, в которой ВФХ растягивается по оси напряжений, что лежит в основе метода Термана для определения плотности ПС. Идеальная МДП-структура характеризуется C - V кривой, рассчитанной в отсутствии

поверхностных состояний [144, 220]. Для идеальной кривой при нулевом напряжении на затворе МДП-структура находится в состоянии плоских зон. Если в диэлектрике встроен неподвижный заряд, не зависящий от приложенного напряжения, то ВФХ МДП - структуры смещается параллельно идеальной кривой по оси напряжений. Для МДП-структур на полупроводнике *n*- типа проводимости смещение ВФХ происходит в сторону отрицательных смещений (при положительном встроенном заряде) и в сторону положительных смещений (при отрицательном встроенном заряде). При наличии перезаряжающихся ПС вклад в емкость МДП-структуры может происходить двумя способами. При малосигнальном способе измерения емкости к МДП-структуре прикладывается малое $\sim kT$ переменное синусоидальное напряжение на фоне медленно меняющегося постоянного смещения. Если ВФХ является высокочастотной, то ПС не дают вклада в величину емкости, но дают вклад в величину поверхностного потенциала. ПС успевают захватываться (закранироваться) при медленном изменении постоянного смещения на МДП-структуре, при этом ВФХ деформируется, растягиваясь по оси напряжений. Тогда плотность ПС по методу Термана определяют дифференцированием *C-V* кривой по напряжению и сравнением наклона с идеальной кривой.

$$N_{ss} = \frac{dQ_{ss}}{d\phi_s} \quad (3.1)$$

Величина емкости при фиксированном напряжении задает величину поверхностного потенциала. Область применимости высокочастотного емкостного метода распространяется на область поверхностных потенциалов от небольшого обогащения до начала инверсии.

В другом способе низкочастотной емкости (интегральный метод), не требуется проводить дифференцирование ВФХ. При выполнении условия измерения емкости в равновесном режиме, можно записать:

$$\phi_s(V_1) - \phi_s(V_2) = \int_{V_1}^{V_2} (1 - C/C_{ox}) dV \quad (3.2)$$

Поверхностный потенциал при фиксированном напряжении можно определить интегрированием экспериментальной равновесной ВФХ. По существу низкочастотный метод позволяет получить интегральную кривую захвата.

Плотность состояний можно получить используя следующие полезные соотношения:

$$\frac{d\phi_s}{dV_{ox}} = \frac{C_{ox}}{C} - 1 \quad (3.3)$$

$$\frac{d\phi_s}{dV_{ox}} = C_{ox} \cdot \left(\frac{dQ_{sc}}{d\phi_s} + qN_{ss} \right) \quad (3.4)$$

Температурный метод. Метод называют методом Грея-Брауна. В этом методе при понижении температуры происходит смещение уровня Ферми по направлению к разрешенной зоне. Измеряется напряжение плоских зон ВФХ МДП-структур. В отсутствие ПС напряжение плоских зон с температурой не изменяется. При наличии ПС происходит перезарядка ПС в интервале энергий, соответствующих смещению уровня Ферми, вследствие чего изменяется напряжение плоских зон за счет смещения ВФХ по оси напряжений.

Метод малосигнальной проводимости на переменном сигнале. Пусть в запрещенной зоне полупроводника, на границе раздела полупроводник - диэлектрик локализован моноэнергетический уровень захвата. При приложении к МДП - структуре малого переменного сигнала с круговой частотой ω и амплитудой $\sim kT/q$ на фоне медленно меняющегося смещения, уровень захвата перезаряжается, когда пересекает положение уровня Ферми. В работе [219] получено выражение для комплексной проводимости (Y_s) в виде последовательно соединенной цепочки $C_s R_s$, состоящей из емкости и проводимости ПС с постоянной времени $\tau = C_s R_s$:

$$Y_s = \frac{j\omega C_s}{1 + j\omega C_s R_s} \quad (3.5)$$

$$C_s = \frac{q^2}{kT} N_{ss} f_0 (1 - f_0) \quad (3.6)$$

$$\tau = f_0 / c_n n_{s0} \quad (3.7)$$

Выделяя действительную и мнимую части комплексной проводимости ПС (3.5) можно последовательную цепочку $C_s R_s$ представить в виде удобной для измерений параллельной цепочки C_p и G_p .

$$C_p = \frac{C_s}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (3.8)$$

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{C_s \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (3.9)$$

Полную плотность заряда на затворе МДП-структуры можно представить в виде суммы зарядов в области пространственного заряда, на поверхностных состояниях и фиксированного заряда в диэлектрике:

$$Q_m = Q_{sc} + Q_{ss} + Q_{ox} \quad (3.10)$$

Плотность переменного тока в МДП-структуре получим дифференцированием Q_m по времени:

$$i_m(t) = i_{sc}(t) + i_s(t) \quad (3.11)$$

Здесь ток текущий в области пространственного заряда есть:

$$i_{sc}(t) = \left(\frac{dQ_{sc}}{d\phi_s} \right) \left(\frac{d\phi_s}{dt} \right) \quad (3.12)$$

Величину поверхностного потенциала представим виде суммы потенциала при заданном постоянного смещения (ϕ_{s0}) и добавки за счет малого переменного сигнала ($\delta\phi_s$). Для гармонического сигнала можно записать:

$$\frac{d\phi_s}{dt} = j\omega\delta\phi_s \quad (3.13)$$

Емкость ОПЗ слоя обеднения можно представить в виде:

$$C_{sc} = \frac{dQ_{sc}}{d\phi_s} \quad (3.14)$$

Выражение для переменной составляющей тока в ОПЗ примет вид:

$$i_{sc} = j\omega C_{sc} \delta\phi_s \quad (3.15)$$

Переменную составляющую тока в МДП-структуре можно представить в виде:

$$i_m(t) = (j\omega C_{sc} + Y_s) \delta\phi_s \quad (3.16)$$

Выражение (3.16) описывает параллельное включение емкости пространственного заряда и электрической цепочки, связанной с поверхностными состояниями.

Напряжение на затворе МДП-структуры представим в виде:

$$V_g(t) = V_o + \delta V_g = \phi_s(t) + \frac{Q_m}{C_{ox}} \quad (3.17)$$

Дифференцируем (3.17) по времени и, удерживая члены, связанные с переменной составляющей сигнала, получим:

$$j\omega\delta V_g = j\omega\delta\phi_s + \frac{i_m(t)}{C_{ox}} \quad (3.18)$$

Подставляя (3.18) в (3.16) получим:

$$\delta V_m = i_m(t) \left(Z_s + \frac{1}{j\omega C_{ox}} \right) \quad (3.19)$$

где комплексное сопротивление Z_s есть:

$$Z_s = (Y_s + i\omega C_{sc})^{-1} \quad (3.20)$$

Из (3.20) следует, что емкость окисла включена последовательно с комплексным сопротивлением Z_s . Учитывая выражения (3.5), (3.16) и (3.19) эквивалентную схему МДП-структуры можно представить в виде рис.3.1 [219, 221]. Схема справедлива в области обедняющих и обогащающих потенциалах. При измерении емкости и проводимости МДП-структуры при больших обогащающих потенциалах с помощью эквивалентной схемы извлекаются параметры G_{ox} и C_{ox} , характеризующие потери на переменном сигнале в диэлектрике и толщину диэлектрике.

В методе проводимости измеряют адмиттанс МДП-структуры, и из анализа эквивалентной схемы, изображенной на рис.3.1, извлекают зависимости G_p/ω - ω (кривые нормированной проводимости, КНП) или G_p/ω - ϕ_s . На эквивалентной схеме цепочка $R_s C_s$ характеризует ПС и может быть преобразована в параллельно включенные емкость (C_p) и проводимость (G_p). Элементы C_p и G_p являются функциями поверхностного потенциала и несут информацию о плотности и постоянной времени ПС, локализованных на границе раздела полупроводник – диэлектрик и в приповерхностном слое окисла.

Полученные зависимости сравнивают с теоретическими кривыми и извлекают из величины максимума на кривых плотность ПС (N_{ss}). Из величины максимума КНП, полученного при разных значениях поверхностного потенциала извлекают спектры поверхностных состояний, т.е. энергетические зависимости плотности ПС в запрещенной зоне полупроводника ($N_{ss}-E$). По положению максимума на кривых нормированной проводимости определяют постоянную времени ПС (τ_s) и сечение захвата (σ_0), соответственно. Следует отметить, что анализ зависимостей G_p/ω - ϕ_s осложняется наличием энергетической зависимости плотности поверхностных состояний.

К недостатку метода проводимости следует отнести меньший диапазон изменения поверхностного потенциала и, соответственно, меньший диапазон

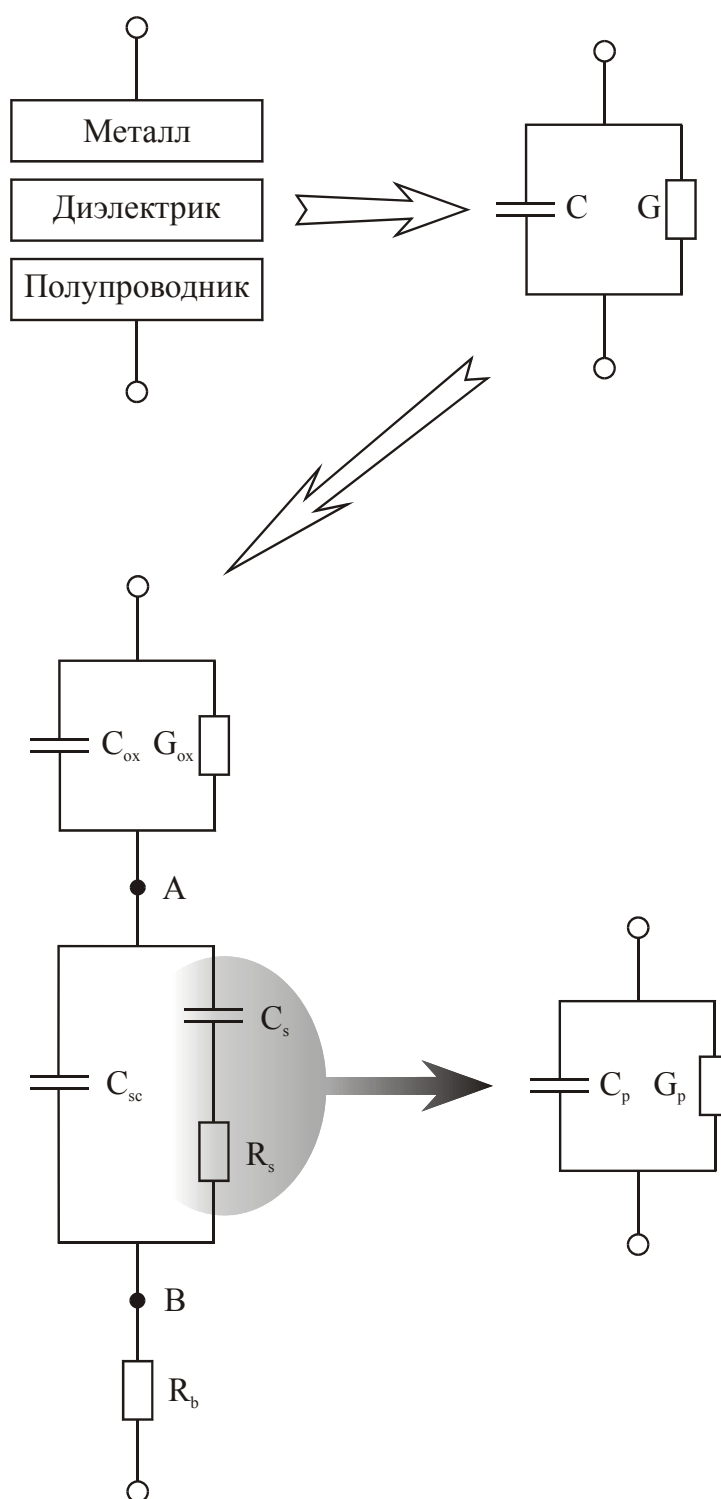


Рис.3.1. Электрическая схема МДП-структуры. Здесь C , G – измеряемые в эксперименте емкость и проводимость. C_{ox} , G_{ox} – емкость и проводимость диэлектрического слоя, C_{sc} – емкость ОПЗ InAs, C_s , R_s – электрическая цепочка, связанная с ПС, R_b – сопротивление квазинейтрального объема полупроводника, C_p , R_p – преобразование последовательной электрической цепочки в параллельную.

энергии ПС в запрещенной зоне полупроводника. Ширина максимума на зависимостях $G_p/\omega - \omega$ и $G_p/\omega - \phi_s$ в эксперименте обычно больше теоретической зависимости, полученной в приближении моноуровня ПС в запрещенной зоне, полученной из выражения (3.9). Обычно наблюдаемые поверхностные состояния имеют близко расположенные уровни по энергии и составляют квазинепрерывный спектр. В этом случае при анализе КНП следует использовать приближение континуума. При этом формулы (3.8) и (3.9) следует модифицировать. Пусть захват и выброс основных носителей заряда происходит через ПС, локализованные в энергетическом диапазоне в несколько kT вверх и вниз от уровня Ферми, что приведет к дисперсии постоянной времени. Для учета континуума квазинепрерывных по энергии ПС следует провести интегрирование выражения (3.5) по энергии [219, 221]:

$$Y_{ss} = j\omega \frac{q^2}{KT} \int \frac{N_{ss} f_0 (1 - f_0)}{(1 + j\omega f_0 / C_n n_{s0})} d\psi_s \quad (3.21)$$

Интеграл в (3.21) имеет пик шириной $\sim kT$ вблизи уровня Ферми. Интеграл легко вычислить в предположении постоянства плотности ПС и сечения захвата от энергии. Учитывая, что $f_0(1-f_0) = (kT/q)(df_0/d\psi_s)$ выражение (3.21) можно записать в виде:

$$Y_{ss} = \frac{q^2}{KT} \int_0^1 \frac{N_{ss} j\omega}{(1 + j\omega \tau_s f)} df \quad (3.22)$$

В приближении квазинепрерывного спектра ПС с постоянной плотностью и постоянным сечением захвата величину адмиттанса поверхностных состояний можно представить в виде [221]:

$$\begin{aligned} Y_{ss} &= G_p + j\omega C_p \\ \frac{G_p}{\omega} &= \left(\frac{qN_{ss}}{2\omega\tau_s} \right) \ln(1 + \omega^2 \tau_s^2) \\ C_p &= \frac{q^2}{kT} N_{ss} \frac{\arctg(\omega\tau_s)}{\omega\tau_s} \end{aligned} \quad (3.23)$$

Постоянная времени зависит от концентрации основных носителей на поверхности полупроводника (n_s) и дается соотношением:

$$\tau_s = \frac{1}{\langle V_n \rangle \sigma_n n_s} \quad (3.24)$$

Здесь $\langle V \rangle$ - тепловая скорость электрона. Зависимость нормированной проводимости G_p/ω от ω имеет максимум, связанный с перезарядкой группы ПС, лежащих вблизи уровня Ферми полупроводника. Величина нормированной проводимости в максимуме пропорциональна плотности ПС – $(G_p/\omega)_{\max} = 0,403 \cdot q \cdot N_{ss}$. Положение максимума на оси частот определяется из условия $\omega_{\max} \cdot \tau_s = 1,98$.

При фиксированной частоте плотность состояний можно также найти из максимума на зависимости G_p/ω от поверхностного потенциала (ϕ_s) за счет изменения концентрации неосновных носителей на поверхности полупроводника.

Предположим, что плотность ПС и сечение захвата имеют экспоненциальную зависимость от энергии:

$$\begin{aligned} N_{ss} &= N_{ss0} \exp[\alpha(E - E_f)] \\ \sigma &= \sigma_0 \exp[-\beta(E - E_f)] \end{aligned} \quad (3.25)$$

Поскольку $\exp[\alpha(E - E_f)] = [(1-f)/f]^\alpha$ и $f(1-f) = (kT/q)df/dE$ запишем выражение (3.22) в более общем виде:

$$Y_{ss} = \frac{q^2}{KT} \int_0^1 \frac{N_{ss0} j \omega (1-f)^\alpha f^{-\alpha}}{(1 + j \omega \tau_s f^{1-\beta} (1-f)^\beta)} df \quad (3.26)$$

$\alpha < 0$ и $\beta > 0$ соответствуют уменьшению N_{ss} и σ к краю зоны проводимости, а $\alpha > 0$ и $\beta < 0$ соответствуют росту N_{ss} и σ к краю зоны проводимости. Ясно, что при $\alpha = 0$ и $\beta = 0$ выражение (3.26) переходит в (3.22) и соответствует квазинепрерывному спектру ПС с постоянной плотностью (3.23).

В работе [222] был рассмотрен случай квазинепрерывного спектра ПС с постоянной плотностью внутри запрещенной зоны и сечением захвата экспоненциально спадающим по направлению к разрешенной зоне ($\alpha = 0$, $\beta = 0,5$). В этом случае:

$$\begin{aligned} \frac{G_p}{\omega} &= q N_{ss} \frac{\pi}{2 \omega \tau_s} \left[1 - \left(1 + \frac{\omega^2 \tau_s^2}{4} \right)^{-\frac{1}{2}} \right] \\ C_p &= q N_{ss} \frac{\pi}{2 \omega \tau_s} \left(1 + \frac{\omega^2 \tau_s^2}{4} \right)^{-\frac{1}{2}} \ln \left| \frac{(1 + \omega^2 \tau_s^2 / 4)^{1/2} + \omega \tau_s}{(1 + \omega^2 \tau_s^2 / 4)^{1/2} - \omega \tau_s} \right| \end{aligned} \quad (3.27)$$

На рис.3.2 и рис.3.3 показаны частотные зависимости кривых нормированной проводимости и емкости ПС. Наиболее удобно при обработке

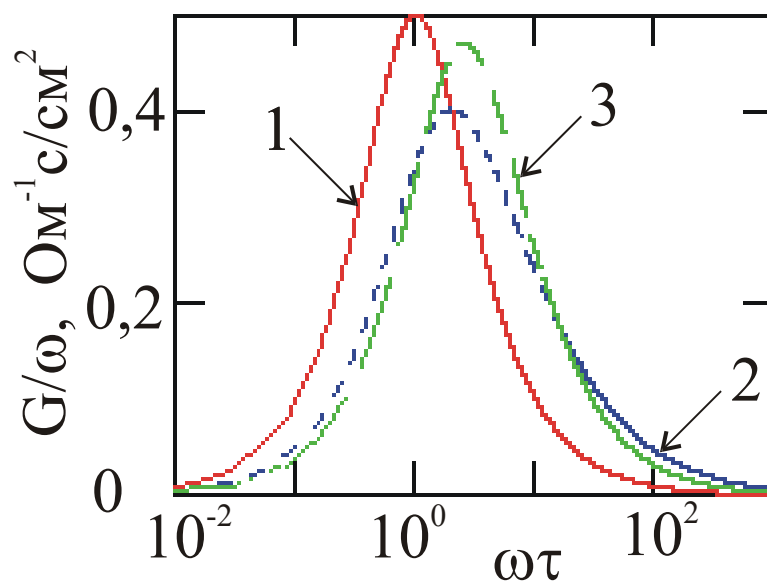


Рис.3.2. Частотная зависимость нормированной проводимости. Здесь: 1 – в приближении моноуровневого центра захвата, локализованного на поверхности полупроводника, 2 – в приближении квазинепрерывного спектра ПС с постоянной плотностью по энергии, 3 - в приближении квазинепрерывного спектра ПС с постоянной плотностью по энергии и экспоненциально спадающем сечении захвата (формула 3.27).

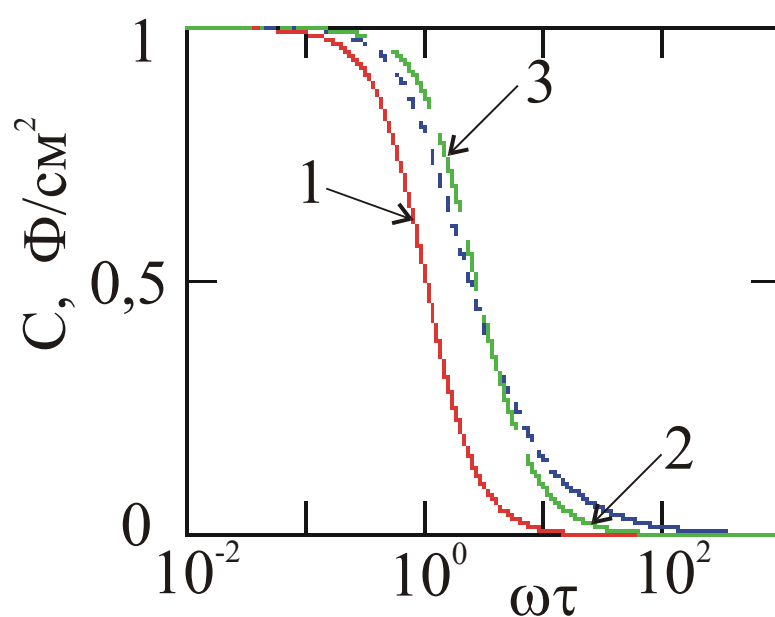


Рис.3.3. Частотная зависимость емкости ПС. Обозначения кривых в соответствии с рис.3.2.

экспериментальных данных использовать кривые нормированной проводимости в МДП-структурах после выделения с помощью эквивалентной схемы параллельной проводимости ПС. Кривые нормированной проводимости имеют вид кривых с максимумом. Из максимума нормированной проводимости извлекают плотность ПС, а из положения максимума на оси частот извлекают сечение захвата ПС. Часто в экспериментах ширина кривых нормированной проводимости оказываются больше, чем предсказанные на основе теоретических зависимостей. Уширение кривых нормированной проводимости рассматривали в ряде работ. Физической причиной уширения является дисперсия постоянной времени ПС (τ_s). В литературе рассматривают две физические модели, объясняющие уширение кривых нормированной проводимости.

Модель флуктуаций поверхностного потенциала. Предполагается, что флуктуации поверхностного потенциала связаны с неоднородностью распределения электрического заряда вдоль границы раздела полупроводник - диэлектрик [219, 223, 224]. При этом, в соответствии с формулой (3.7), появляется дисперсия постоянной времени за счет локального пространственного изменения концентрации свободных носителей. Предположим, что флуктуации потенциала определяются системой некоррелированных точечных зарядов, расположенных в диэлектрике, в плоскости, параллельной плоскости границы раздела полупроводник – диэлектрик и отстоящей от границы раздела на расстоянии R . Дисперсию поверхностного потенциала в плоскости границы раздела полупроводник – диэлектрик в двумерном случае можно представить как [225, 226]:

$$\langle \varphi_s^2 \rangle \equiv \sigma_\psi^2 = \frac{q}{8\pi(\varepsilon^*)^2} N_s \ln \frac{\left[\sqrt{1 + \frac{R^2}{r_0^2}} + \sqrt{1 + \frac{(2d_{0x} - R)^2}{r_0^2}} \right]^2}{4 \cdot \sqrt{1 + \frac{R^2}{r_0^2}} \cdot \sqrt{1 + \frac{(2d_{0x} - R)^2}{r_0^2}}} \quad (3.28)$$

Здесь $\varepsilon^* = (\varepsilon_{ox} + \varepsilon_s)/2$, N_s – плотность заряда в плоскости. Величина r_0 – играет роль параметра, устраняющего расходимость вычисленного интеграла, присутствующую в выражении для флуктуации поверхностного потенциала [225] при расположении зарядов непосредственно на границе раздела полупроводник – диэлектрик ($R=0$). Обычно рассматривают флуктуации

потенциала в гауссовском приближении. Тогда выражение (3.26), можно усреднить с весом:

$$P(\varphi_s) = (2\pi \langle \varphi_s^2 \rangle)^{-1/2} \exp \left[-\frac{(\varphi_s - \langle \varphi_s \rangle)^2}{2 \langle \varphi_s^2 \rangle} \right] \quad (3.29)$$

Численный результат усреднения для квазинепрерывного спектра с постоянной плотностью ПС показан на рис.3.4. Видно, что гауссовские флуктуации поверхностного потенциала уширяют кривые нормированной проводимости, уменьшают величину максимума и сдвигают максимум в сторону высоких частот. Следует отметить, что оба крыла кривой нормированной проводимости слева от максимума (низкочастотная ветвь) и справа от максимума (высокочастотная ветвь) уширяются примерно одинаковым образом.

Туннельная модель. Предполагается, что ловушки пространственно распределены в запрещенной зоне диэлектрика на некоторую глубину от границы раздела полупроводник – диэлектрик и энергетически располагаются напротив запрещенной зоны полупроводника. Предполагается, что обмен между поверхностными состояниями и ловушками происходит за счет процессов туннелирования [226-230] и сечение захвата носителей на ловушки изменяется по закону [227]:

$$\sigma(x) = \sigma_0 \cdot \exp(-2\chi x) \quad (3.30)$$

где σ_0 – сечение захвата ПС на границе раздела полупроводник – диэлектрик, χ – постоянная туннелирования, x – координата, отсчитанная от границы раздела вглубь окисла. Дисперсия сечения захвата вызывает дисперсию постоянной времени в выражении (3.24). Рассмотрим простейшую ситуацию, когда моноуровневая ловушка распределена по координате в глубь диэлектрика с постоянной плотностью по координате на глубину d . Проведем интегрирование выражений (3.8, 3.9) по координате с учетом (3.30) и получим:

$$\frac{G_p}{\omega} = C_s \cdot (2\chi)^{-1} [\arctg(\omega\tau_0 \exp 2\chi d) - \arctg(\omega\tau_0)] \quad (3.31)$$

$$C_p = C_s \left[d - \frac{1}{4\chi} \ln \left(\frac{1 + \omega^2 \tau_0^2 \exp 4(\chi d)}{1 + \omega^2 \tau_0^2} \right) \right] \quad (3.32)$$

Анализ выражения (3.31) показывает, что при заглублении ловушек в диэлектрик более чем на 0,4 нм (оценки проведены для $\chi=0,0718$ нм) кривая

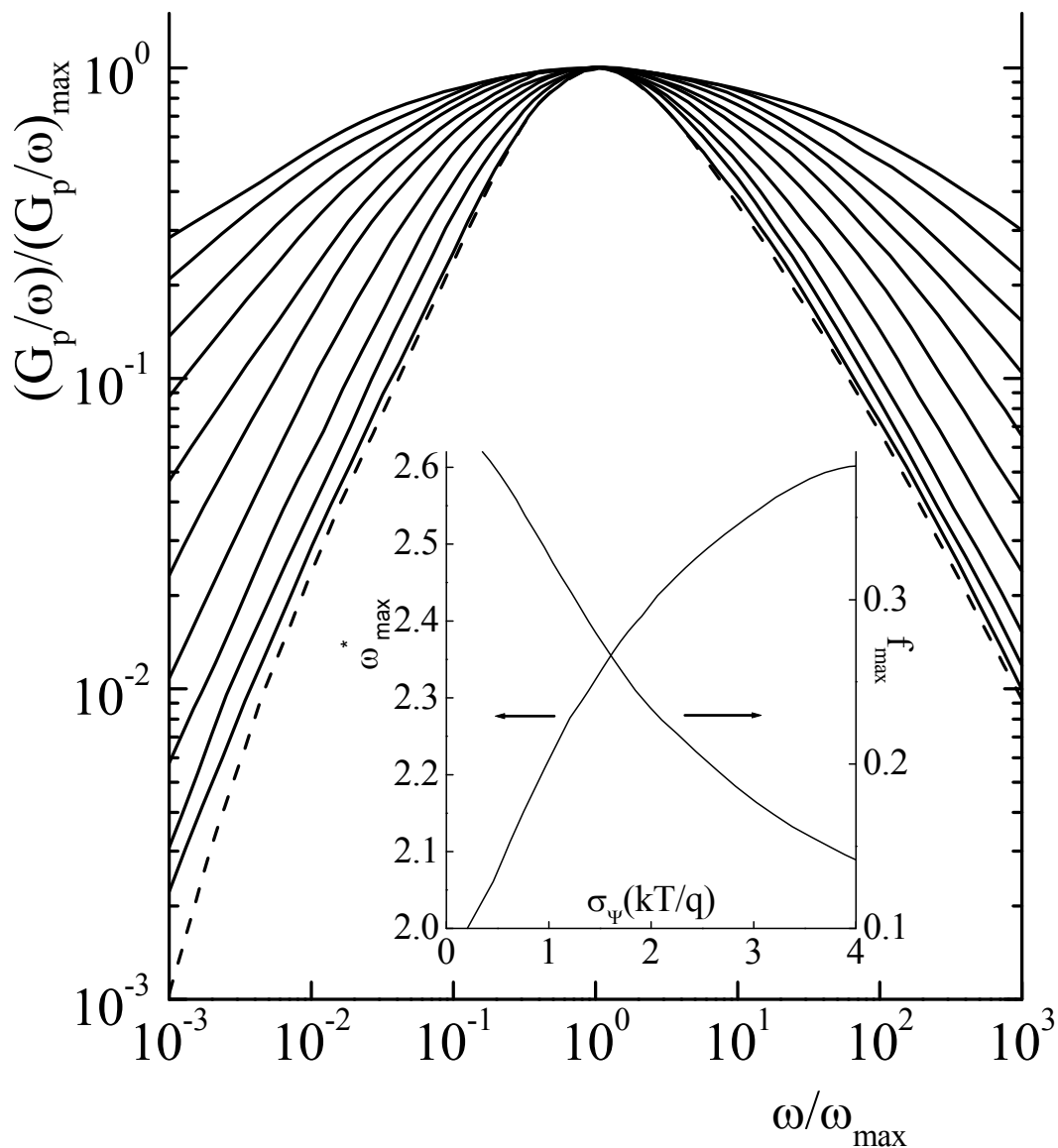


Рис.3.4. Частотные зависимости кривых нормированной проводимости при учете гауссовских флуктуаций поверхностного потенциала. Здесь пунктирная кривая – квазинепрерывный спектр ПС в запрещенной зоне полупроводника с постоянной плотностью (формула 3.23). Сплошные кривые снизу вверх для значений σ_ψ равных 0,2; 0,8; 1; 1,4; 1,6; 1,8; 2; 2,4; 2,8; 3; 3,5; 4. На вставке зависимости величины $(G_p/\omega) \cdot (1/q)/N_{ss} \equiv f_{max}$ в максимуме и приведенной частоты ω_{max}^* от величины среднеквадратической флуктуации.

нормированной проводимости заметно уширяется, за счет низкочастотной ветви. Предположим, что $d \rightarrow \infty$. Тогда из (3.31) можно получить:

$$\frac{G_p}{\omega} = C_s \cdot (2\chi)^{-1} \left[\frac{\pi}{2} - \arctg(\omega\tau_0) \right] \quad (3.33)$$

Из формулы следует, что в предельном случае, когда центры захвата распределены по всему объему диэлектрика, максимум кривой нормированной проводимости отсутствует и низкочастотная ветвь (слева от максимума) выходит на полку. В работе [230] приводится аналитическое выражение для случая равномерного распределения ловушек на некоторую глубину d , в предположении квазинепрерывного распределения ловушек по энергии с постоянной плотностью. В этом случае проводится интегрирование выражений (3.23), аналогично предыдущему случаю. В работе приводится семейство кривых нормированной проводимости для разных глубин распределения ловушек. Учет энергетического распределения ПС приводит к результатам, качественно аналогичным варианту с заглублением в диэлектрик моноуровневого центра захвата. Аналогичные зависимости приведены в работах [229,231] для случая, когда плотность центров захвата спадает от границы раздела в глубь диэлектрика по экспоненциальному закону. В работе [231] рассмотрена обобщенная модель, учитывающая роль флуктуаций поверхностного потенциала и распределения поверхностных состояний вблизи границы раздела в диэлектрике. В работе [226] предложена методика, позволяющая из температурных измерений уширения кривых нормированной проводимости разделить влияние этих двух механизмов.

§ 3.2. Плотность ПС в МДП-структурах

Как отмечалось в § 1.3 основная невоспроизводимость электрофизических свойств границы раздела InAs – диэлектрик связана с наличием собственного окисного слоя сложного состава на поверхности подложек. Состав, стехиометрия, и электрические характеристики этого слоя зависят от способов химической обработки поверхности полупроводниковых подложек. Этот слой оказывает определяющее влияние на электрофизические свойства границы раздела полупроводник – диэлектрик, в частности, на плотность ПС. В

процессе осаждения подзатворного диэлектрика SiO_2 остаточный окисный слой изменяет свои свойства.

Одной из важных характеристик границы раздела полупроводник-диэлектрик является плотность поверхностных состояний.

В данной работе исследованы параметры МДП- структур на InAs, изготовленные по двум технологиям (см. Глава 6.):

Технология А: химическое травление подложек InAs с последующим осаждением двуокиси кремния толщиной 100-120 нм при атмосферном давлении.

Технология В: после химической обработки пластины и выращивании во фторсодержащем электролите анодного окисла толщиной ~ 15 нм осаждают двуокись кремния толщиной 100-120 нм а реакторе пониженного давления.

Величина активной компоненты проводимости вычисляется из экспериментальных значений активной (G) и реактивной (C) компонент адмиттанса МДП-структуры и диэлектрика – G_{ox} и C_{ox} (измеряются в обогащении при положительных напряжениях на МДП-структурах) с помощью выражения [229]:

$$G_p = \frac{G(G_{ox}^2 + \omega^2 C_{ox}^2) - G_{ox}(G^2 + \omega^2 C^2) - R_b(G^2 + \omega^2 C^2)(G_{ox}^2 + \omega^2 C_{ox}^2)}{[(G_{ox} - G) - R_{об}(GG_{ox} - \omega^2 CC_{ox})]^2 + \omega^2[(C_{ox} - C) - R_b(CG_{ox} + GC_{ox})]^2} \quad (3.34)$$

$$C_p = \frac{C(G_{ox}^2 + \omega^2 C_{ox}^2) - C_{ox}(G^2 + \omega^2 C^2)}{[(G_{ox} - G) - R_b(GG_{ox} - \omega^2 CC_{ox})]^2 + \omega^2[(C_{ox} - C) - R_b(CG_{ox} + GC_{ox})]^2} \quad (3.35)$$

Величины G_{ox} и R_b можно найти из измерений адмиттанса в сильном обогащении. В этом случае точки А и В (рис.3.1) следует закоротить и выражения для G_{ox} и R_b принимают вид:

$$G_{ox} = \frac{G - R_b(G^2 + \omega^2 C^2)}{(1 - GR_b)^2 + \omega^2 C^2 R_b^2} \quad (3.36)$$

$$R_b = \frac{\sqrt{(CC_{ox}^{-1} - 1)}}{\omega C_{ox}} \quad (3.37)$$

Анализ показывает, что надежные и достоверные результаты при использовании метода проводимости можно получить, если обеспечить точность измерений емкости и проводимости не хуже 1%. На рис.3.5 приведены $C-V$ и $G-V$ кривые типичной оптимизированной МДП-структуры

(технология А) с напыленным золотым электродом. На рис.3.6 показаны зависимости G_p/ω от ψ_s , где ψ_s - поверхностный изгиб зон, выраженный в единицах kT/q . При расчете плотности поверхностных состояний из кривых нормированной проводимости МДП – структур на InAs, следует соблюдать осторожность и использовать кривые, отражающие вклад ПС, но не глубоких уровней в ОПЗ полупроводника (см. § 3.3). Ниже приводятся данные по плотности ПС, найденные тремя способами. Рассмотрим особенности применения температурного метода. Известно, что уровень Ферми невырожденного полупроводника с повышением температуры смещается в направлении середины запрещенной зоны. В отсутствии поверхностных состояний, локализованных на границе раздела полупроводник - диэлектрик, заряд на границе раздела не изменяется и результирующее изменение напряжения плоских зон МДП-структуры $\Delta V_{FB}(T)=0$. Присутствие на границе раздела ПС, приводит к изменению V_{FB} с температурой, что лежит в основе определения спектра ПС по методу Грея-Брауна. Заряд, накопленный на ПС, вычисляли по измеренным температурным зависимостям напряжения плоских зон ВФХ МДП-структур на частоте 1 МГц при тестовом переменном напряжении амплитудой $\sim kT/q$. Поскольку ВФХ МДП-структур имели гистерезис инжекционного типа, увеличивающийся с температурой и приложенным напряжением развертки, были отобраны образцы, в которых затвор формировался напылением золота в вакууме $\sim 10^{-6}$ торр через маску и напряжение плоских зон составляло $+0,5 \div -2$ В. Такой отбор образцов позволил исключить инжекционную нестабильность на зависимости $V_{FB}(T)$ во время измерений за счет того, что к МДП-структурам не прикладывалось или прикладывалось очень малое напряжение для компенсации температурного изменения емкости при температурном изменении диэлектрической проницаемости окисла SiO_2 . Емкостные измерения проводились мостовым методом при амплитудах тестового сигнала 6-10 мВ на частоте 1 МГц (мост “Wyne Kerr B601”). Детектором служил микровольтметр В6-1).

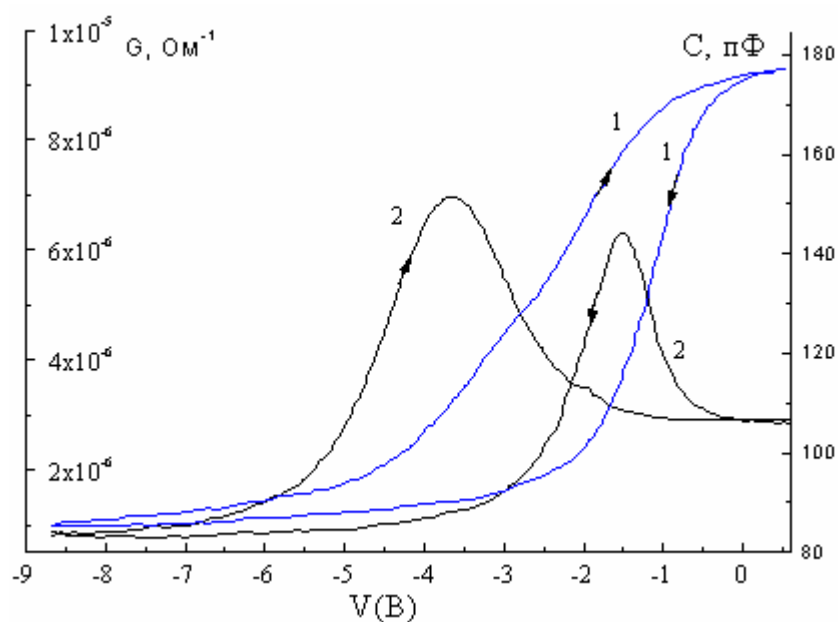


Рис.3.5. ВФХ (1) и проводимость МДП-структуры на частоте 100 кГц (2) при температуре 150К. МДП-структура изготовлена по технологии А, затвор – золото.

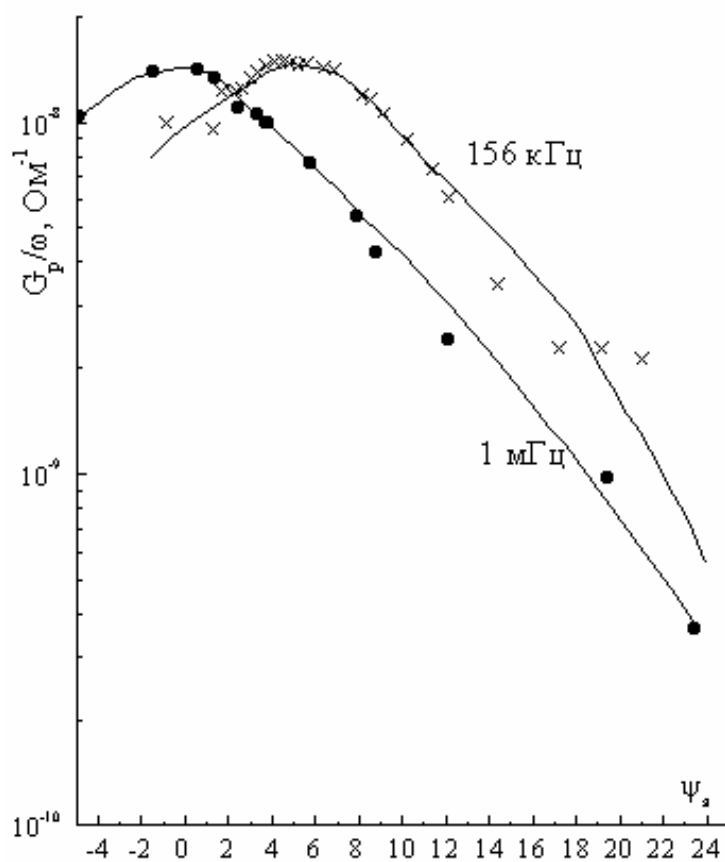


Рис.3.6. Зависимость нормированной проводимости МДП-структуры, изготовленной по технологии А, от поверхностного потенциала, выраженного в единицах kT/q при температуре 150 К.

На рис.3.7 показана типичная температурная зависимость изменения напряжения плоских зон. Показана также температурная зависимость относительной диэлектрической проницаемости окисла, полученная из температурных измерений емкости МДП-структуры в обогащении (при положительных напряжениях смещения на затворе). Многократное повторение измерений на одном образце давало хорошо воспроизводимую зависимость $V_{FB}(T)$, которая не имела гистерезиса при повышении и понижении температуры образца с точностью лучше 1 мВ. Измерение этой зависимости проводилось следующим образом. При каждой фиксированной температуре определялись максимальная и минимальная емкость высокочастотной ВФХ. Из измеренных значений вычислялось положение уровня Ферми в запрещенной зоне полупроводника и положение точки плоских зон на ВФХ. Затем, после выдержки МДП-структуры при комнатной температуре, в отсутствии смещения и приведения ее в состояние равновесия, проводилось измерение зависимости $V_{FB}(T)$. Плотность состояний вычислялась из соотношения:

$$N_{ss} = \frac{1}{qS} \cdot \frac{d(\Delta Q_{ss})}{dE_F} \quad (3.38)$$

Здесь $\Delta Q_{ss} = q\Delta V_{FB}$ - изменение заряда на ПС при изменении температуры. Метод Грэя-Брауна позволил определить плотность ПС в энергетическом интервале 0,02 - 0,05 эВ ниже дна зоны проводимости. Кроме температурного метода был также использован традиционный метод Термана, в основе которого лежит метод дифференцирования высокочастотной $C-V$ кривой и сравнения ее с идеальной расчетной кривой. Температурную зависимость положения уровня Ферми E_F и собственной концентрации n_i находили расчетным путем с учетом вырождения, непараболичности зоны проводимости и неполной ионизации легирующей примеси в объеме кристалла [152]. Непараболичность зоны учитывалась в виде закона дисперсии электрона в зоне проводимости в виде [232]:

$$E(k) = E(0) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} - \frac{E_g}{2} \left\{ 1 - \left[1 + \frac{4\hbar^2 k^2 P^2}{3m_0^2 E_g^2} \left(2 + \frac{E_g}{E_g + \Delta} \right) \right]^{1/2} \right\} \quad (3.39)$$

Здесь E_g – ширина запрещенной зоны InAs, $\Delta=0,41$ эВ - величина спин орбитального расщепления, P – коэффициент, учитывающий взаимодействие

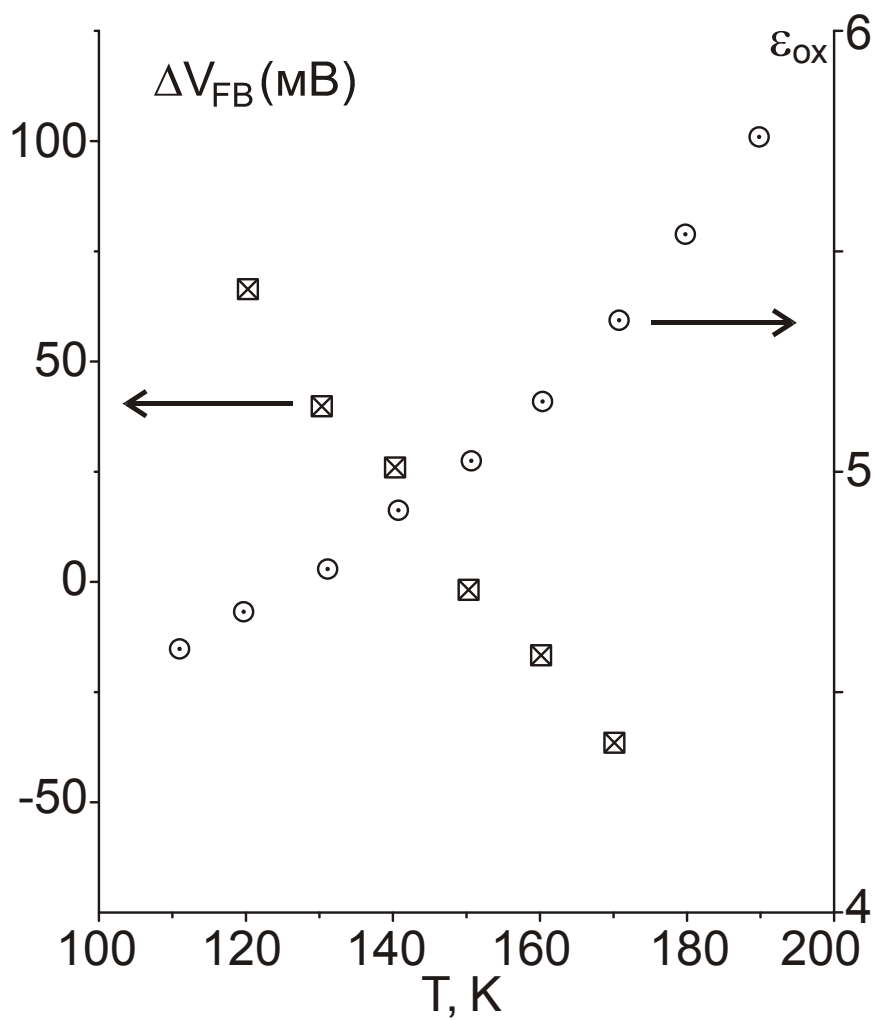


Рис.3.7. Экспериментальная зависимость температурного сдвига напряжения плоских зон и температурная зависимость относительной диэлектрической проницаемости подзатворного диэлектрика МДП-структуры.

разрешенных зон. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны учитывалась в виде линейной зависимости:

$$E_g(T) = E_g(0) - \beta T \quad (3.40)$$

Ширина запрещенной зоны при нулевой температуре составляет $E_g(0)=0,426$ эВ (разные авторы приводят величины $E_g(0)$ варьирующиеся в диапазоне 0,41 – 0,44 эВ) и температурный коэффициент изменения ширины запрещенной зоны $\beta = 2,8 \cdot 10^{-4}$ эВК⁻¹ [3]. Положение уровня Ферми в запрещенной зоне рассчитывалось из уравнения сохранения электронейтральности стандартным способом. Энергетическое положение донорной примеси принималось равным 10^{-3} эВ. Температурные зависимости собственной концентрации положения уровня Ферми в запрещенной зоне показаны на рис.3.8 и рис.3.9. Расчет собственной концентрации при учете простейшего варианта закона дисперсии для электронов в виде обычной квадратической зависимости $E \sim k^2$ занижает величину n_i на 2,5-10 % в зависимости от температуры.

На рис.3.10 показан спектр плотности ПС, полученный тремя способами. Вблизи края разрешенной зоны (область I) методом Грея-Брауна получена возрастающая к краю зоны проводимости плотность ПС. Энергетический интервал, в котором температурный метод дает возможность определения плотности ПС, очень узкий и составляет величину ~ 25 мВ. В области II спектр плотности ПС получен методом Термана (дифференцирование $C-V$ по напряжению) и методом проводимости, которые достаточно хорошо согласуются между собой. Расчет плотности ПС по методу Термана проводился по правой стабильной ветви $C-V$ кривой.

Теоретические ВФХ в отсутствии ПС были рассчитаны с учетом описанных выше приближений и показаны на рис.3.11. В области обогащающих потенциалов вид $C-V$ кривой очень чувствителен к деталям теории (не показан также эффект квантования в слое обогащения), поэтому метод Термана дает очень низкую точность при определении плотности ПС (область I на рис.3.10).

На границе областей I и II плотности ПС, измеренные методом Термана и температурным методом, на разных образцах, совпадают с точностью 10-20%.

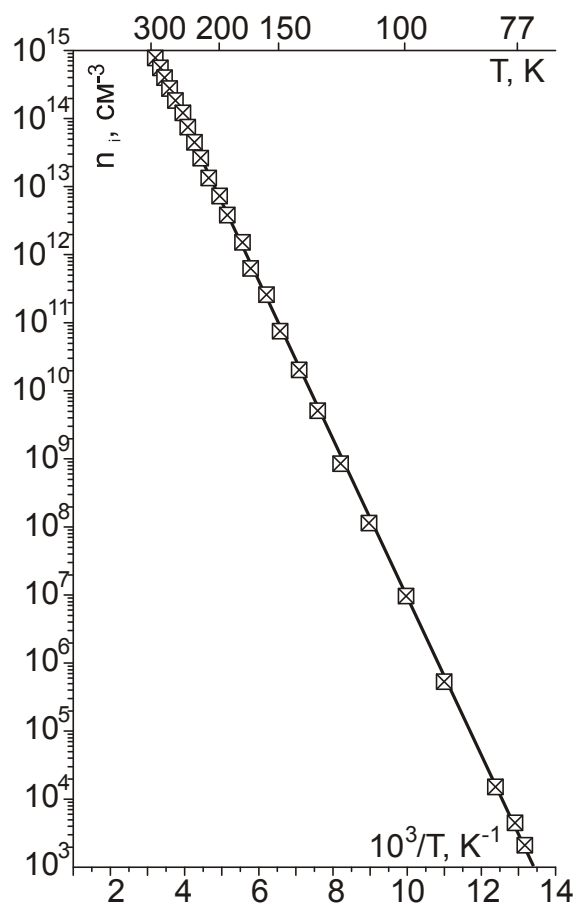


Рис.3.8 Температурная зависимость собственной концентрации.

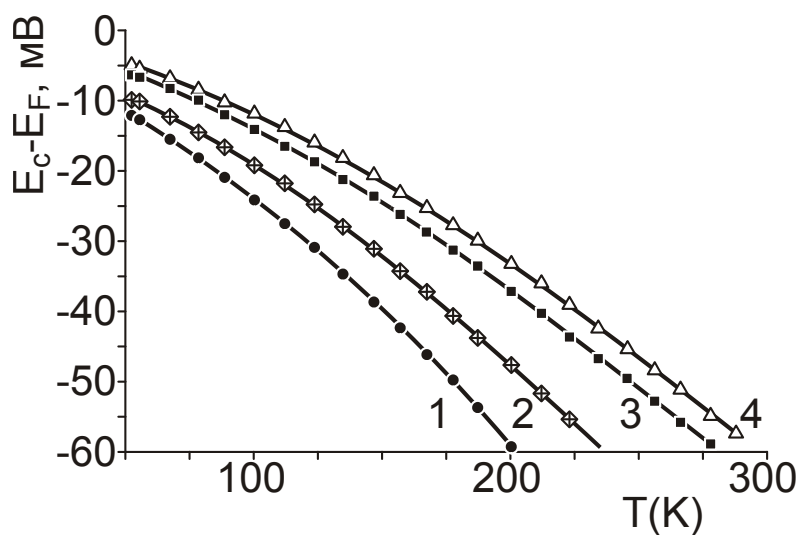


Рис.3.9 Температурная зависимость положения уровня Ферми в запрещенной зоне InAs при разных концентрациях донорной примеси. Здесь: 1 - $N_d = 10^{15}$, 2 - $N_d = 4 \cdot 10^{15}$, 3 - $N_d = 8 \cdot 10^{15}$, $N_d = 10^{16}$ cm^{-3} , соответственно.

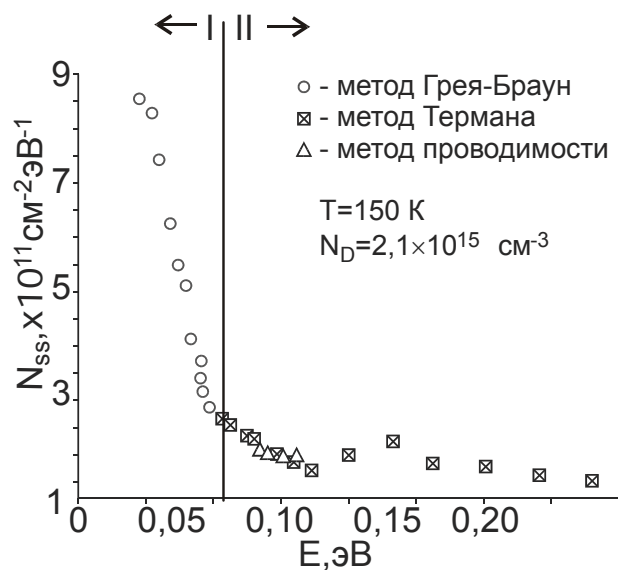


Рис.3.10. Спектр плотности ПС в запрещенной зоне InAs, полученный в МДП - структурах, изготовленных по технологии А. Здесь отсчет энергии ведется от края зоны проводимости InAs.

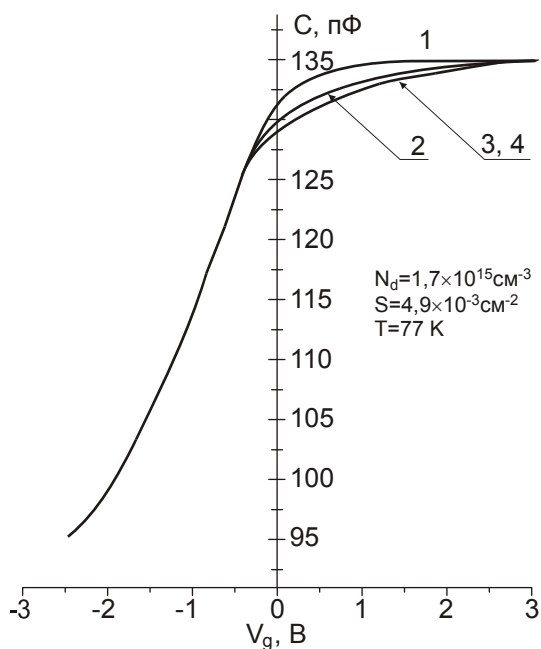


Рис.3.11. Теоретические высокочастотные ВФХ идеальной МДП-структуры. Здесь: (1) - статистика Больцмана; (2) - учет вырождения и неполной ионизации доноров; (3) - учет непараболичности зоны проводимости.

На рис.3.10 показаны также плотности поверхностных состояний, найденные методом проводимости из максимума кривой нормированной проводимости.

Измерение активной и реактивной составляющих адмиттанса проводилось в газонаполненном криостате [233] мостовым методом с использованием селективного нановольтметра “Unipan 232”. Точность измерений обеспечивалась не хуже 1%.

Расчет плотности ПС по методу Термана проводился при двух температурах 77 и 150К. Спектры ПС при двух температурах заметно не различались, что свидетельствует о независимости плотности состояний от температуры. Спектр плотности ПС, показанный на рис.3.10 приведен для МДП-структур после оптимизации технологических процессов и характерен для образцов, изготовленных по технологии А.

Наилучшие результаты по плотности ПС были достигнуты при изготовлении МДП-структур по технологии В (см. глава 6), когда перед осаждением двуокиси кремния при пониженном давлении на поверхности InAs выращивали подслоя анодного окисла толщиной ~ 15 нм, содержащий фтор. На рис.3.12 показано последовательное изменение ВФХ и кривых G_p/ω от V при введении фторид-ионов в состав электролита. Видно, что уменьшается встроенный заряд в окисле МДП-структуры (ВФХ сдвигаются к нулевому напряжению), падает плотность ПС (увеличивается наклон ВФХ и уменьшается максимум проводимости на переменном сигнале). На рис.3.13 показано влияние фтора на частотную дисперсию емкости и малосигнальную проводимость МДП-структур [234]. Для образцов с анодным подслоем, выращенным в электролите, не содержащем фторид-ионы, характерно наличие значительных величин встроенного заряда и плотности ПС, что проявляется в сдвиге ВФХ в область отрицательных смещений (до 15-20 В), появления частотной дисперсии ВФХ и наличия пика на кривых нормированной проводимости от напряжения. Оценка плотности ПС по величине пика на зависимости G_p/ω от V дает величину $\approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$. На образцах с подслоем анодного окисла, при введении фтора в состав электролита в оптимальной концентрации, уменьшается величина встроенного заряда (напряжение плоских зон ≈ -3 В), отсутствует частотная дисперсия емкости, а величина пика на зависимости нормированной проводимости от напряжения становится меньше

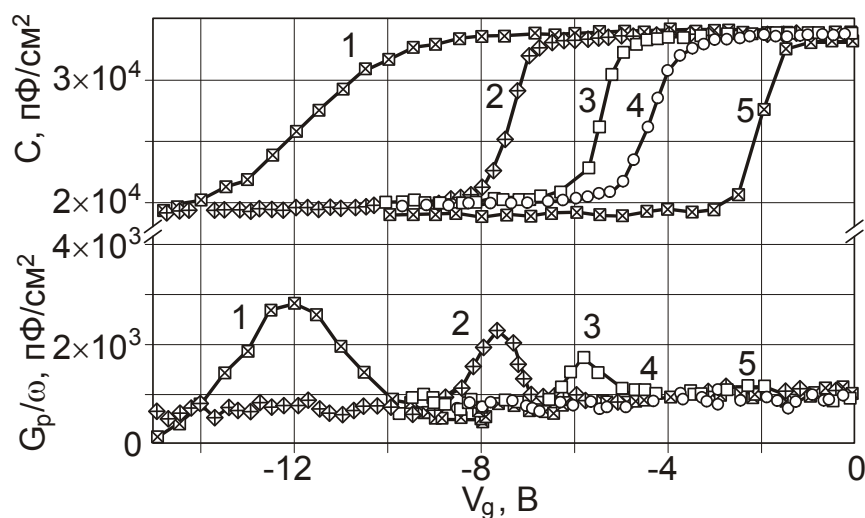


Рис.3.12. ВФХ и нормированная проводимость, измеренная на частоте 50 кГц. Здесь: 1 - кривые в отсутствии фтора; 2-5 - введен фтор в количестве 0,044; 0,22; 0,44; и 2,17 объемных %, соответственно.

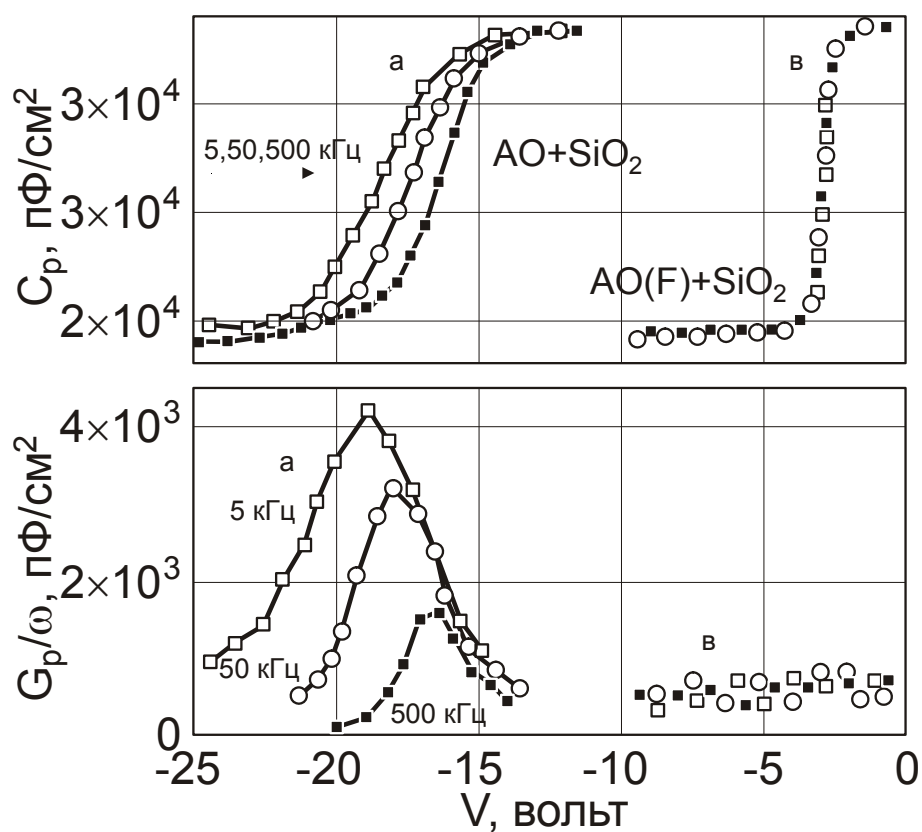


Рис.3.13. Частотная дисперсия ВФХ и активной проводимости МДП-структур, изготовленных с анодным подслоем без фтора и с его добавкой в количестве 2,17 объемных %.

предела чувствительности измерительного стенда. Оценки дают величину плотности ПС $N_{ss} < 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{эВ}^{-1}$. Оптимальная концентрация фторной добавки составляет величину ~ 2 объемных %. При дальнейшем увеличении концентрации происходит полная компенсация встроенного заряда в диэлектрической пленке и напряжение плоских зон смещается в сторону положительных смещений. Вместе с тем резко усиливаются гистерезисные явления в МДП-структурах, что отрицательно сказывается на приборных характеристиках ПЗИ-элементов.

§ 3.3. Глубокие уровни захвата в приповерхностной области InAs

Глубокие уровни, определяющие генерационно–рекомбинационные процессы обмена носителей заряда с разрешенными зонами полупроводника могут быть локализованы в запрещенной зоне любых полупроводников. Параметры глубоких уровней (ГУ) определяют по релаксационным кривым емкости или поверхностного потенциала при неравновесном импульсном обеднении [235], по данным емкостной спектроскопии [236], по частотным и температурным зависимостям адмиттанса [237,238]. Рассмотрим частотные зависимости адмиттанса МДП-структур на основе InAs, изготовленных по технологии А.

На рис.3.14 показана экспериментальная зависимость проводимости полупроводника G_p от обратной температуры, измеренная в области сильной инверсии МДП-структур при напряжении на затворе $V = -10\text{В}$. Хорошо видны два характерных участка на зависимости $G_p(1/T)$. Линейный участок зависимости при температурах $T > 150\text{К}$ имеет энергию активации $\approx 0,4 \text{ эВ}$, близкую к ширине запрещенной зоны InAs, и определяется вкладом диффузионного механизма потерь. Второй линейный участок зависимости $G_p(1/T)$ при температурах $T < 150\text{К}$ имеет энергию активации $\approx 0,22 \text{ эВ}$ и связан с кинетикой обмена зарядами с обеими разрешенными зонами в (ОПЗ) полупроводника через ГУ, локализованный вблизи середины запрещенной зоны.

При повышенных температурах, когда диффузионный механизм потерь является основным, активная компонента проводимости полупроводника G_p

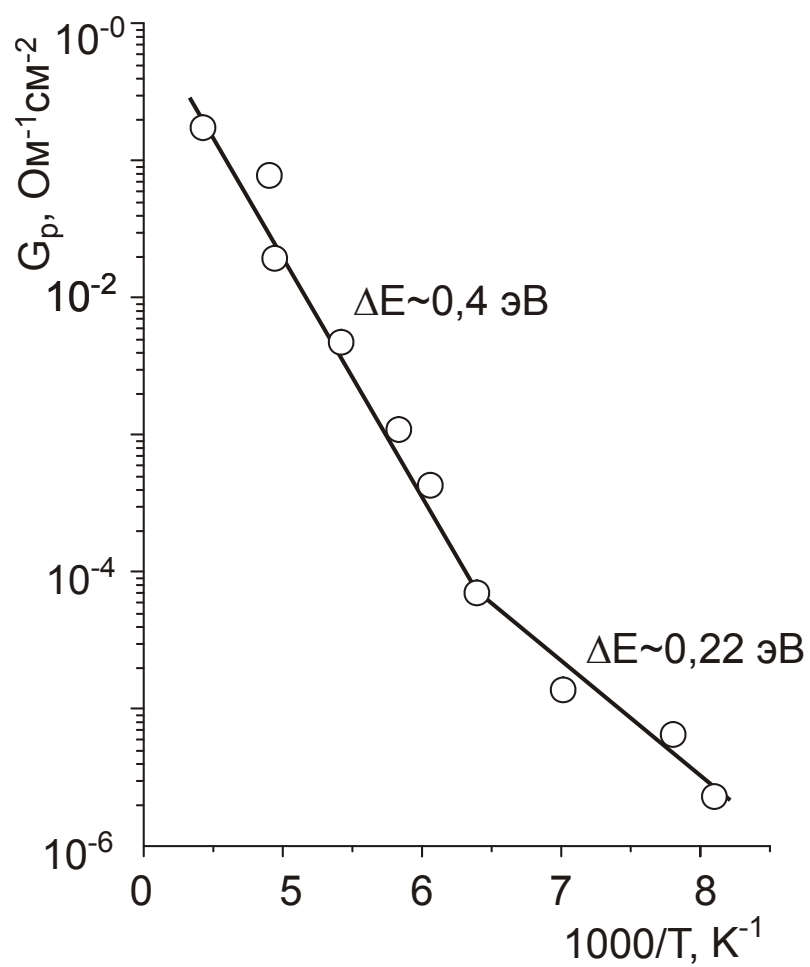


Рис.3.14. Температурная зависимость малосигнальной проводимости МДП-структуры в области сильной инверсии.

определяется объемными параметрами полупроводника [238] - подвижностью неосновных носителей μ_p , их диффузионной длиной L_p , собственной концентрацией носителей заряда n_i , концентрацией легирующей примеси N_d и толщиной эпитаксиального слоя l :

$$G_p = \frac{q\mu n_i^2}{L_p N_d} \operatorname{cth}\left(\frac{l}{L_p}\right) \quad (3.41)$$

Температурная зависимость потерь определяется температурной зависимостью собственной концентрации носителей заряда.

При $T < 150\text{K}$, когда активная компонента проводимости G_p в основном определяется рекомбинационно-генерационными процессами через ГУ, величина потерь зависит от взаимного расположения уровня Ферми (E_F) и ГУ (E_t), а также от характеристических времен жизни основных τ_n и неосновных τ_p носителей заряда [239]:

$$G_p = \left(\frac{q^2}{kT}\right) \cdot \frac{2L_d n_i}{\left[2\left(\frac{E_F - E_t}{kT}\right) - 1\right]^{1/2} \left(\tau_p \exp\frac{-E_t}{kT} + \tau_n \exp\frac{E_t}{kT}\right)} \quad (3.42)$$

Здесь L_d - длина дебаевского экранирования:

$$L_d = \left(\frac{\varepsilon_o \varepsilon_s kT}{2q^2 N_d}\right)^{1/2} \quad (3.43)$$

времена жизни носителей заряда:

$$\tau_{n,p} = (N_t \langle v \rangle \sigma_{n,p})^{-1} \quad (3.44)$$

Здесь $\langle v \rangle$ - тепловая скорость подвижных носителей заряда, $\sigma_{n,p}$ - сечения захвата их на рекомбинационные уровни; N_t - концентрация ГУ.

На рис.3.15 приведены типичные ВФХ и малосигнальная проводимость на переменном сигнале. При понижении частоты тестирующего сигнала ниже 20 кГц на ВФХ вблизи потенциала плоских зон проявляется особенность в виде горба (рис.3.15,б), которую можно связать с перезарядкой ГУ в ОПЗ полупроводника. Повышение температуры измерений приводит к повышению частоты измерений, необходимой для наблюдения вклада ГУ в высокочастотную емкость. Дополнительным свидетельством существования в исследуемых образцах ГУ с концентрацией N_t , сравнимой с концентрацией легирующей примеси N_d , является также тот факт, что изменение емкости МДП-структуры в области сильной инверсии с повышением температуры

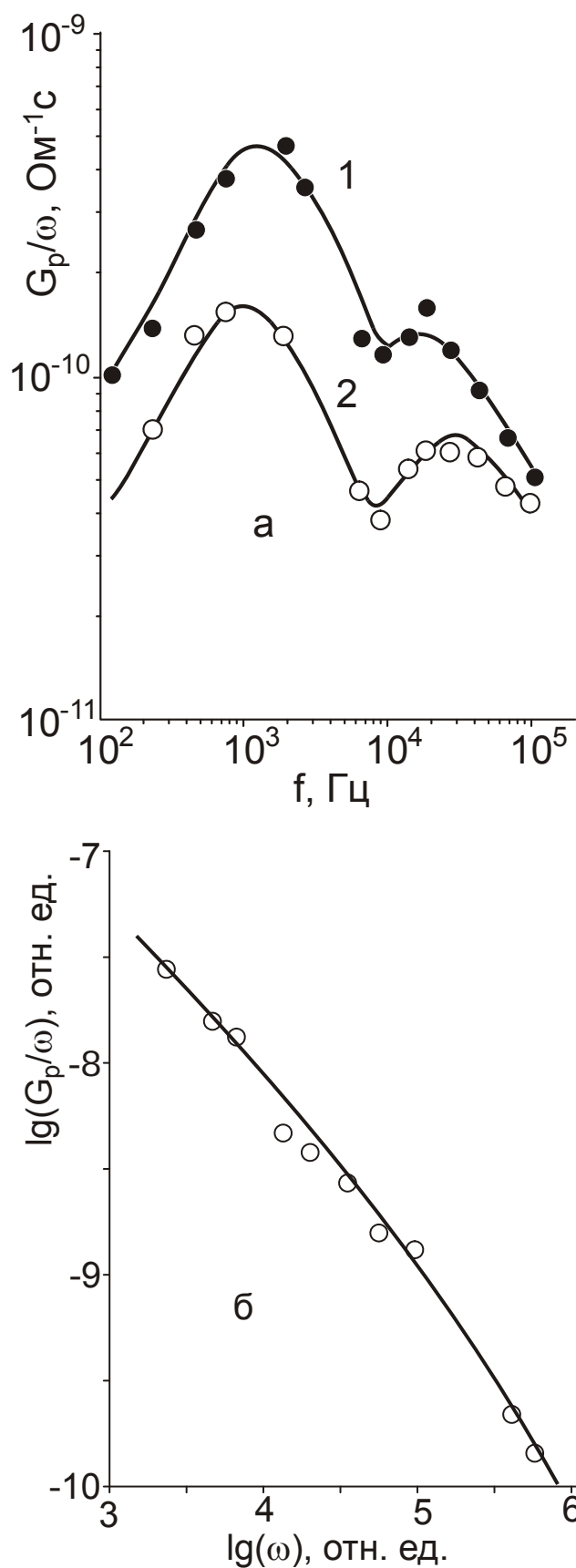


Рис.3.15. Частотные зависимости нормированной проводимости МДП-структуры: а - в области обедняющих напряжений при смещении -2,5 В (1) и -1,5 В (2); б - в области сильной инверсии при $T = 150$ К, здесь сплошная линия - теоретическая зависимость.

регулярно превышает ожидаемое значение инверсионной емкости, соответствующее мелкой донорной примеси [235].

При концентрации ГУ, сравнимой по величине с концентрацией легирующей примеси, диапазон модулируемых потенциалов ψ_s в обеднении можно разбить на два интервала, граничащих между собой в точке пересечения энергии ГУ и уровня Ферми ψ^* , [241]. В первом интервале концентрация неподвижных положительных зарядов равна N_d , а во втором - $N_d + N_t$ [240, 241]. Это соответствует "ступенчатому" приближению функции заполнения ГУ, а общая толщина слоя обеднения W определяется суммой W_1 и W_2 , где

$$W_1 = 2L_d \sqrt{(-\psi_s)} \quad \text{для } \psi_s < \psi^* \quad (3.45)$$

$$W_2 = \frac{W_1}{1+\xi} \left\{ \left[(1+\xi) \frac{\psi_s}{\psi^*} - \xi \right]^{1/2} - 1 \right\} \quad \text{для } \psi_s > \psi^* \quad (3.46)$$

Здесь W_1 – часть слоя обеднения в котором глубокие уровни пусты, W_2 – часть слоя обеднения, в которой глубокие уровни заполнены электронами, $\xi = N_t/N_d$. Концентрацию легирующей примеси в области обедняющих потенциалов до пересечения уровня Ферми с энергией ГУ можно рассчитать из ВФХ, воспользовавшись известным соотношением:

$$N_d = \frac{2C^2 V_g}{\varepsilon_o \varepsilon_s q} \quad (3.47)$$

Совместное решение уравнений (3.45-3.47) позволяет определить концентрацию ГУ. Ранее по частотным зависимостям активной малосигнальной проводимости определяли плотность ПС. Частотные зависимости проводимости полупроводника в области обедняющих потенциалов и при сильной инверсии позволяют определить концентрацию, энергетическое положение и сечение захвата ГУ.

На рис.3.15(а), представлены частотные зависимости проводимости, нормированной на круговую частоту, в области обедняющих потенциалов, полученные с использованием соотношения (3.34). Хорошо различимы два пика в области низких и высоких частот. Ширина пика $G_p(\omega)/\omega$ от ω на полувысоте в области низких частот соответствует моноэнергетическому уровню (3.9) и связана с наличием ГУ. Расчеты показывают, что положение пика $G_p(\omega)/\omega$ от ω на оси частот при увеличении обедняющих напряжений не

изменяется, если $N_t < N_d$, либо сдвигается в область высоких частот, если $N_t > N_d$, в то время как максимум на зависимости $G_p(\omega)/\omega$ от ω , связанный с поверхностными состояниями на границе раздела полупроводник-диэлектрик, должен сдвигаться в сторону низких частот. Из анализа экспериментальных результатов можно сделать вывод, что низкочастотный пик связан с ГУ, а высокочастотный - с поверхностными состояниями. Положение максимума $G_p(\omega)/\omega$ от ω , на оси частот определяется условием $\omega\tau = 1$, где постоянная времени перезарядки ГУ τ связана с временем жизни неосновных носителей заряда τ_p и основных носителей заряда τ_n соотношением (2.24). В свою очередь величина нормированной проводимости связана с концентрацией ГУ следующим выражением [238]:

$$N_t = \left(\frac{G_p}{\omega} \right)_{\max} \frac{N_d(W_1 + W_2)}{0,402 C_{sc} W_1 S} \quad (3.48)$$

Здесь $C_{sc} = \varepsilon_o \varepsilon_s / (W_1 + W_2)$ - высокочастотная емкость ОПЗ полупроводника. Следует отметить, что амплитуды максимумов, измеренные при разных смещениях на затворе МДП- структуры, различаются по величине. Это может быть связано с распределением по координате вглубь ОПЗ плотности заполненных подвижными носителями ГУ, поскольку при увеличении напряжения точка пересечения энергии ГУ и уровня Ферми полупроводника смещается от границы раздела в глубь ОПЗ. Найденные значения концентрации ГУ составляют $\approx (2-3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Для ГУ с энергией $E_t \approx 0,22 \text{ эВ}$, сечение захвата неосновных носителей $\sigma_p \cong 10^{-16} \text{ см}^2$. На рис.3.15(б) показана экспериментальная и теоретическая зависимости кривой нормированной проводимости в области сильной инверсии. Теоретические формулы и расчетные кривые приведены в работе [239].

Ранее в § 2.3. обсуждалось влияние ГУ на высокочастотные ВФХ МДП - структуры. Представляется интересным наблюдать влияние ГУ на МДП- структурах с предельно низкой плотностью ПС. На рис.3.16 показано влияние ГУ на высокочастотную ВФХ МДП-структуры при температуре 77 К. При проведении расчетов рассматривались три варианта, связанные с различными возможностями при взаимодействии носителей заряда на ГУ с зонами делокализованных состояний при высокой частоте переменного тестового сигнала и равновесном заполнении ГУ при постоянном смещении. ГУ могут

успевать изменять свое зарядовое состояние с частотой переменного сигнала за счет взаимодействия с носителями заряда в валентной зоне или в зоне проводимости полупроводника, либо не успевают изменить зарядовое состояние за период изменения переменного напряжения. Из рис.3.16 видно, что результаты расчета в трех рассмотренных вариантах радикально различаются как по форме ВФХ в области перехода ОПЗ МДП-структуры от обеднения к слабой инверсии, так и по величине емкости в сильной инверсии. Экспериментальная кривая хорошо соответствует теоретической кривой, полученной численным моделированием в предположении отсутствия взаимодействия ГУ с разрешенными зонами InAs на высокой частоте. При переходе ОПЗ МДП-структуры от обеднения к слабой инверсии на ВФХ наблюдается хорошо выраженная полочка.

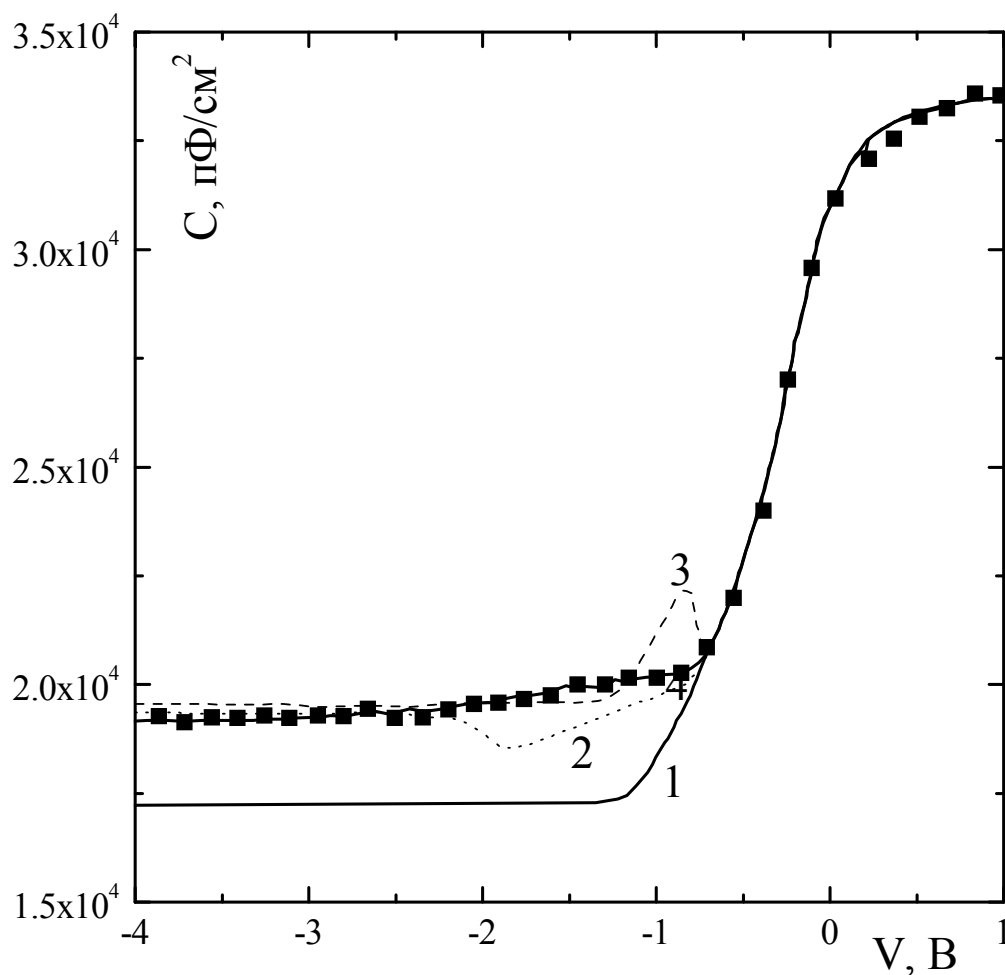


Рис.3.16. Экспериментальная (темные квадраты) и расчетные высокочастотные ВФХ (кривые 1-4) МДП-структуры на частоте 500 кГц, показывающие влияние ГУ в ОПЗ InAs. Здесь на 1 – идеальная ВФХ при $N_d = 4,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в отсутствие ГУ ($M = 0$); 2- $N_d = 4,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $M = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (ГУ взаимодействуют с C – зоной); 3 - $N_d = 4,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $M = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (ГУ взаимодействуют с V – зоной); 4 - $N_d = 4,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $M = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (ГУ не взаимодействуют с C – зоной и V – зоной на частоте переменного сигнала).

Основные результаты и выводы главы 3.

Измерен спектр плотности ПС в МДП-структурах с переходным слоем, полученным химической модификацией естественного окисного слоя на поверхности InAs методами Термана, Брауна и малосигнальной проводимости.

Показано, что в спектре плотности ПС наблюдается слабо выраженный максимум в диапазоне энергий 0,1 – 0,15 эВ ниже дна зоны проводимости, и резкий рост плотности ПС при приближении к дну зоны проводимости.

Показано, что модификация поверхности InAs анодным окислением с введением фторсодержащих компонент в состав электролита в оптимальной концентрации ~ 2 об.% позволяет уменьшить плотность ПС до уровня $< 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$.

Обнаружено, что в ОПЗ InAs всегда присутствуют ГУ с концентрацией порядка и больше концентрации легирующей примеси с энергетическим положением вблизи середины запрещенной зоны ($\approx 0,22 \text{ эВ}$) от дна зоны проводимости.

Установлено, что концентрацию ГУ можно определять по величине избыточной инверсионной емкости МДП-структуры, по амплитуде максимума частотной зависимости активной компоненты проводимости в области истощающих потенциалов, либо по наличию характерной полочки при переходе ОПЗ МДП-структуры от обеднения к слабой инверсии.

Концентрация ГУ в разных образцах варьировалась в диапазоне $3 \cdot 10^{15}$ – $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Сечение захвата ГУ, рассчитанное по положению максимума частотной зависимости активной компоненты адмиттанса при обедняющих смещениях, составляет величину $\sigma_p \sim 10^{-16} \text{ см}^2$.

Глава 4. Процессы генерации неосновных носителей в области пространственного заряда InAs.

§ 4.1. Вывод основных соотношений при неравновесном обеднении МДП-структуры.

МДП-структуры в состоянии неравновесного обеднения служат основой для приборов с зарядовой инжекцией и приборов с зарядовой связью [242,243]. Процессы релаксации неравновесного состояния, в частности, определяют границы частотного диапазона применения приборов. Параметры механизмов релаксации МДП-структур можно контролировать измеряя:

- изменение величины емкости МДП-структуры в процессе релаксации [145,244];
- изменение заряда на электродах в процессе релаксации емкости [245] при постоянном смещающем напряжении V_g ;
- изменение напряжения V_g на затворе в режиме постоянного заряда на металлическом электроде (т.е. непосредственного измерения величины изменения поверхностного потенциала) [246].

Рассмотрим МДП-структуру, находящуюся в равновесии при некотором отрицательном инвертирующем смещении на затворе. Потенциал границы раздела полупроводник–диэлектрик (или глубина потенциальной ямы) зависит от температуры, концентрации легирующей примеси и собственной концентрации в полупроводнике [247]:

$$\varphi_{s\infty} = \varphi_s(t \rightarrow \infty) \approx 2\varphi_b = \frac{2kT}{q} \ln \left(\frac{N_d}{n_i} \right) \quad (4.1)$$

Здесь φ_b – расстояние между серединой запрещенной зоны и уровнем Ферми полупроводника. Подадим короткий обогащающий прямоугольный импульс напряжения длительностью $\sim 0,3-0,5$ мкс на металлический электрод МДП-структуры, находящейся в квазиравновесном состоянии. При этом левый фронт импульса сместит равновесный потенциал поверхности полупроводника в сторону обогащающих потенциалов, часть заряда из инверсионного слоя будет выброшена в подложку и рекомбинирует в квазинейтральной области

полупроводника. Правый фронт импульса, переведет структуру в режим неравновесного обеднения.

Плотность генерационного тока можно представить в виде:

$$I_g(t) = \frac{d(Q_p + Q_{ss})}{dt} \quad (4.2)$$

Здесь Q_p – заряд неосновных носителей в инверсионном слое, Q_{ss} – заряд накопленный на ПС.

Ток во внешней цепи ПЗИ-элемента можно представить в виде:

$$I(t) = \frac{d(Q_p + Q_{ss} + Q_{sc})}{dt} = I_g(t) + I_{cm}(t) \quad (4.3)$$

Здесь Q_{sc} – заряд доноров в ОПЗ InAs. Ток смещения можно записать в виде:

$$I_{cm} = \frac{dQ_{sc}}{dt} = \frac{dQ_{sc}}{d\varphi_s} \frac{d\varphi_s}{dt} = -C_{sc} \frac{d\varphi_s}{dt} \quad (4.4)$$

Здесь $C_{sc} = (dQ_{sc}/d\varphi_s)$ – емкость ОПЗ МДП-структуры. В приближении слоя истощения емкость ОПЗ можно представить в известном виде

$$C_{sc} = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_s}{W(t)} \quad (4.5)$$

Здесь $W(t)$ – толщина области пространственного заряда:

$$W(t) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_o \varepsilon_s \varphi_s}{qN_d}} \quad (4.6)$$

Импульс инжекции, приложенный к металлическому электроду МДП-структуры, распределяется между ОПЗ и диэлектриком:

$$V = -\frac{Q_p + Q_{sc} + Q_{ss}}{C_{ox}} + \varphi_s \quad (4.7)$$

Дифференцируя уравнение (4.7) по времени получим:

$$-\frac{dV}{dt} = \frac{I_g}{C_{ox}} + \left(\frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{sc}} \right) \cdot I_{cm} \quad (4.8)$$

Выражение в скобках есть величина обратная емкости МДП-структуры (C).

Рассмотрим случай релаксации МДП-структуры при постоянном напряжении V . При этом $dV/dt = 0$ и ток генерации связан с полным током во внешней цепи соотношением:

$$I_g = \frac{C_{ox}}{C_{ox} - C(t)} I(t) \quad (4.9)$$

Полный ток во внешней цепи и генерационный ток легко связать с изменением во времени поверхностного потенциала:

$$I(t) = C_{ox} \frac{d\phi_s}{dt} \quad (4.10)$$

$$I_g = (C_{ox} + C_{sc}) \frac{d\phi_s}{dt} \quad (4.11)$$

Пренебрегая входным током усилителя в процессе релаксации поверхностного потенциала для заряда, индуцированного на затворе МДП-структуры можно записать:

$$\frac{dQ_m}{dt} + \frac{C_H}{S} \cdot \frac{dV_g}{dt} = 0 \quad (4.12)$$

Здесь C_H нагрузочная емкость (на этой емкости измеряется напряжение в процессе измерений).

Заряд на затворе МДП-структуры, равен по величине и противоположен по знаку заряду в ОПЗ полупроводника:

$$-Q_m = Q_p + qN_d W \quad (4.13)$$

Изменение во времени заряда инверсионного слоя легко получить в виде:

$$\frac{dQ_p}{dt} = C_0 \frac{d\phi_s}{dt} - qN_d \frac{dW}{dt} \quad (4.14)$$

Здесь $C_0 = S^{-1} C_{ox} C_H / (C_{ox} + C_H)$.

С другой стороны, скорость изменения плотности заряда в инверсионном слое можно представить в виде:

$$\frac{dQ_p}{dt} = j_s + j_d + j_g + j_l \quad (4.15)$$

где j_s - плотность тока поверхностной рекомбинации, j_d - плотность диффузионного тока неосновных носителей из квазинейтрального объема полупроводника, j_g - плотность тока термической генерации в ОПЗ полупроводника, j_l - плотность тока фотогенерации носителей при освещении МДП-структуры.

Слагаемые правой части уравнения (4.15) можно записать в виде [242,248,249]:

$$j_s = qn_i S_0 / 2 \quad (4.16)$$

$$j_{pd} = \frac{qn_i^2 L_p}{N_d \tau_p} \quad (4.17)$$

$$j_g = \frac{qn_i(W - W_\infty)}{\tau_g} \quad (4.18)$$

$$j_l = q\eta\Phi_o, \quad (4.19)$$

где η – коэффициент собирания фотоносителей определяется выражением [249]:

$$\eta = \left[1 - \frac{\exp(-\alpha W)}{1 + \alpha L_p} \right] \cdot T' \quad (4.20)$$

Здесь S_0 – скорость поверхностной рекомбинации, L_p – длина диффузии неосновных носителей, τ_p – объемное время жизни дырок, W_∞ – толщина обедненного слоя в равновесии, τ_g – генерационное время жизни, Φ_o – плотность потока излучения, падающего на МДП-структуру, α – коэффициент поглощения света в полупроводнике, T' – коэффициент, учитывающий потери в результате отражения и поглощения света в слое диэлектрика и материале полевого электрода. Следует отметить, что в формуле (4.18) учтено приближение, описанное в [250], где показано, что термическая генерация неосновных носителей существенна в области более узкой, чем толщина слоя неравновесного обеднения. Более подробно это приближение изложено в [244].

Время, необходимое для релаксации поверхностного потенциала от момента подачи импульсного смещения до некоторого фиксированного значения в процессе восстановления квазиравновесия, можно получить, проинтегрировав уравнение (4.14) с учетом (4.13, 4.16-4.20):

$$t = \int_{\varphi_{s0}}^{\varphi_s} \frac{C + (2\varepsilon_0\varepsilon_s q N \varphi_s)^{1/2}}{j_s + j_D + j_g + j_L} d\varphi \quad (4.21)$$

Здесь φ_{s0} – значение поверхностного потенциала в начальный момент времени, φ_s – значение поверхностного потенциала в текущий момент времени.

Сравним два режима работы МДП-структуры при неравновесном импульсном обеднении:

- при постоянном напряжении на затворе МДП-структуры;
- при постоянном заряде на затворе МДП-структуры.

Режим постоянного смещения на затворе реализуется при $C_H \gg C_{ox}$. Аналитическая зависимость времени релаксации поверхностного потенциала до некоторого фиксированного значения получена в приближении отсутствия

изменения коэффициента собирания неосновных носителей в процессе релаксации [249]:

$$t = \frac{2C}{B} \cdot (\sqrt{\varphi_{s0}} - \sqrt{\varphi_s}) + \left\{ \frac{2C}{B} \cdot \left[\sqrt{2\varphi_B} - \frac{j_x}{B} \right] + \tau_g \frac{N_d}{n_i} \right\} \cdot \ln \left| \frac{\sqrt{\varphi_{s0}} - \sqrt{2\varphi_B + j_x/B}}{\sqrt{\varphi_s} - \sqrt{2\varphi_B + j_x/B}} \right| \quad (4.22)$$

Здесь введены обозначения:

$$B = \frac{n_i}{\tau_g} \left(\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s q}{N_d} \right)^{1/2} \quad (4.23)$$

$$j_x = j_s + j_D + j_L \quad (4.24)$$

$$\varphi_B = \frac{k_0 T}{q} \ln \left(\frac{N_d}{n_i} \right) \quad (4.25)$$

Режим постоянного заряда на затворе МДП-структуры ($Q_m = \text{const}$) может быть реализован при $C_H \rightarrow 0$. Для этого режима легко получить простую зависимость времени релаксации поверхностного потенциала до заданного значения:

$$t = \tau_g \frac{N_d}{n_i} \cdot \ln \left| \frac{\sqrt{\varphi_{s0}} - \sqrt{2\varphi_B + j_x/B}}{\sqrt{\varphi_s} - \sqrt{2\varphi_B + j_x/B}} \right| \quad (4.26)$$

На рис.4.1 и рис.4.2 показаны кинетические кривые релаксации поверхностного потенциала в двух режимах накопления заряда.

Видно, что релаксация потенциала к равновесному значению в случае режима постоянного заряда значительно короче. Это связано с тем, что в режиме $V_g = \text{const}$ необходимо генерировать в ОПЗ большее число неосновных носителей заряда в инверсионный слой, чем в режиме $Q_m = \text{const}$. Это обстоятельство следует учитывать при конструировании схем считывания сигналов с многоэлементных ПЗИ-датчиков.

Поскольку набор кинетических кривых $\varphi_s(t)$, полученный для разных температур, содержит полную информацию о токах, протекающих в области пространственного заряда и квазинейтральной области полупроводника, его можно использовать для экспериментального определения основных механизмов генерации заряда в ОПЗ путем сравнения с набором теоретических зависимостей.

Для выделения теплового механизма генерации и диффузионного потока носителей из квазинейтрального объема в ОПЗ полупроводника удобно

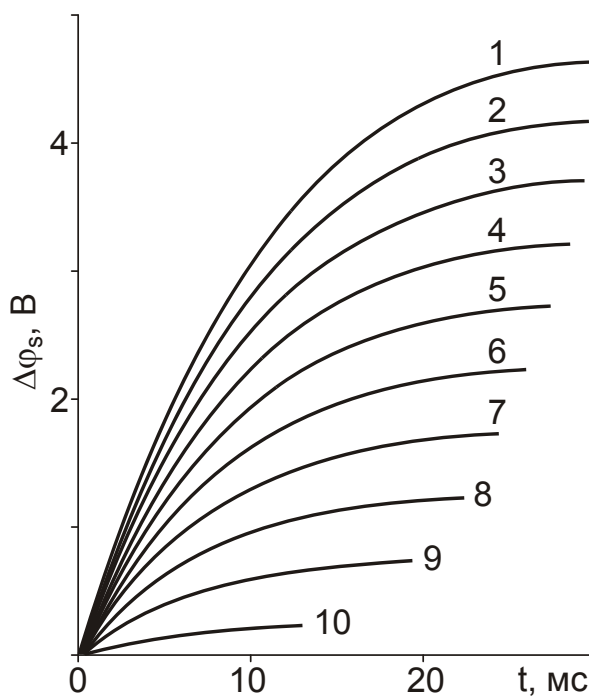


Рис.4.1. Релаксация поверхностного потенциала неравновесной МДП-структуры в режиме $V_g = const$. Расчетные параметры: $N_d = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\tau_g = 3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, $T = 150 \text{ К}$, $d_{ox} = 100 \text{ нм}$. Кривые 1-10 приведены для разных величин амплитуды импульса инжекции с шагом 1 В. Нижняя кривая при амплитуде импульса инжекции - 1 В.

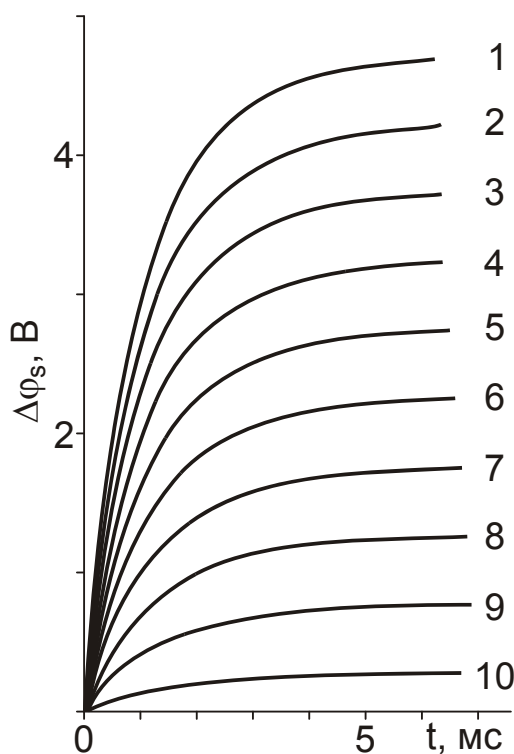


Рис.4.2. Релаксация поверхностного потенциала неравновесной МДП-структуры в режиме постоянного заряда на затворе. Расчетные параметры в соответствии рис.4.1.

использовать температурные зависимости $I_g(W)$ – (кривые Цербста). Этот способ будет описан ниже.

На рис.4.3 и рис.4.4 показаны зависимости плотности генерационного тока от концентрации легирующей примеси и температуры, рассчитанные в рамках точной модели (модель описана в главе 2). Во всем диапазоне изменения параметров точная и приближенная модели совпадают в пределах $\sim 4\%$. Уменьшение плотности тока генерации неосновных носителей тока при фиксированной температуре с ростом концентрации легирующей примеси связано с уменьшением толщины слоя обеднения ОПЗ полупроводника при росте концентрации легирующей примеси. С увеличением толщины слоя обеднения приповерхностной области полупроводника связано также увеличение плотности тока термической генерации неосновных носителей тока при увеличении амплитуды импульса неравновесного обеднения.

На рис.4.5 показана температурная зависимость плотности диффузионного тока, текущего из квазинейтрального объема полупроводника при нескольких концентрациях легирующей примеси. Следует заметить, что вклад диффузионного потока неосновных носителей тока заметен при температурах выше 150 К.

Эти зависимости необходимы для определения фоточувствительности ПЗИ-элементов, работающих в режиме неравновесного обеднения носителями тока, поскольку токи, текущие в ОПЗ полупроводника в отсутствие освещения определяют величину СКО шума элементов.

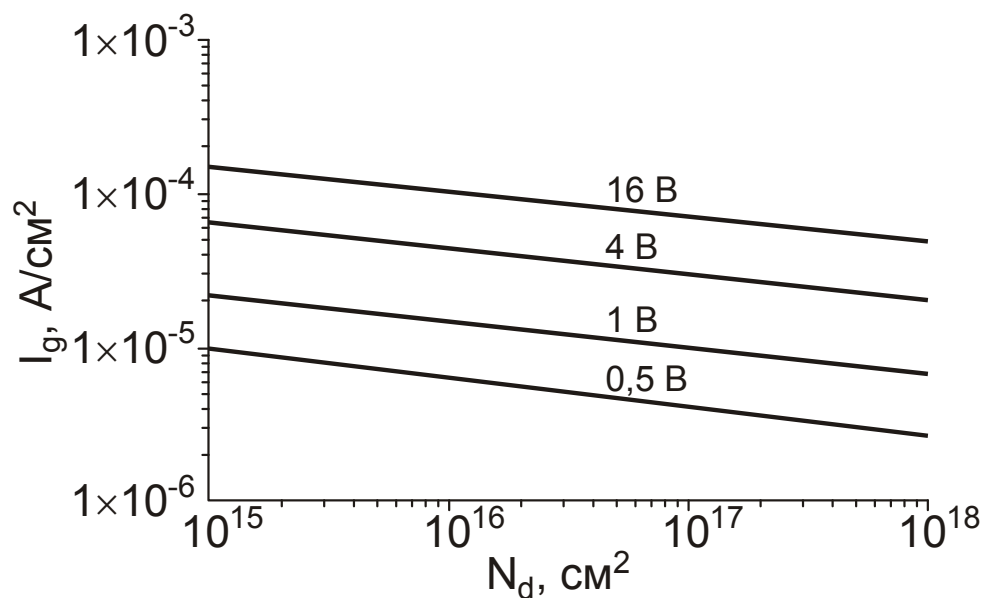


Рис.4.3. Зависимость плотности тока термической генерации от концентрации легирующей примеси. Расчет проведен для $\tau_g=3\cdot 10^{-8}$ с при нескольких значениях и амплитуде импульса инжекции 4 В и температуре 150 К.

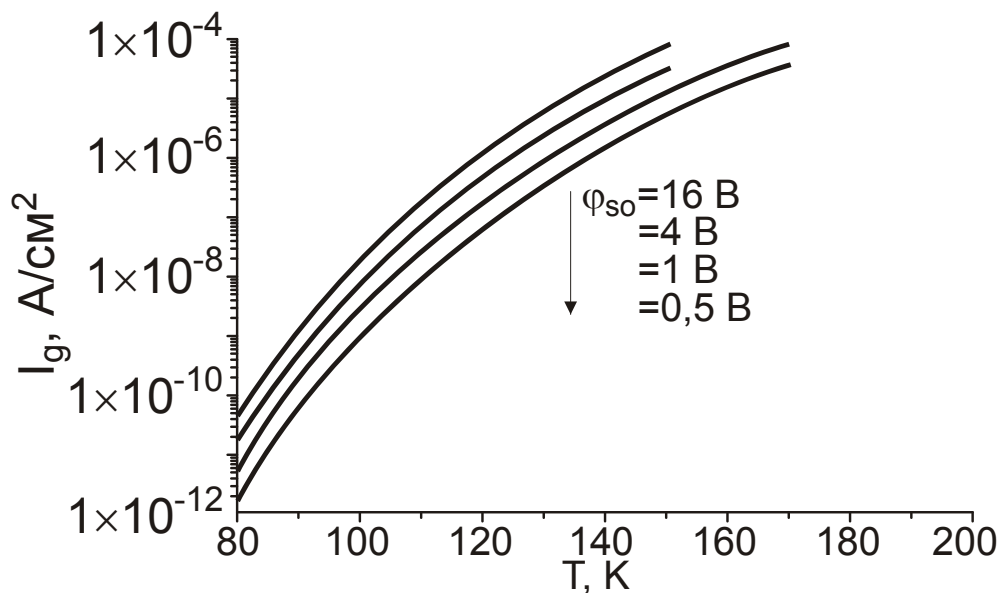


Рис.4.4. Теоретическая температурная зависимость плотности термогенерационного тока. Здесь $N_d=3\cdot 10^{15}$ см⁻³, $\tau_g=3\cdot 10^{-8}$ с, $T=150$ К.

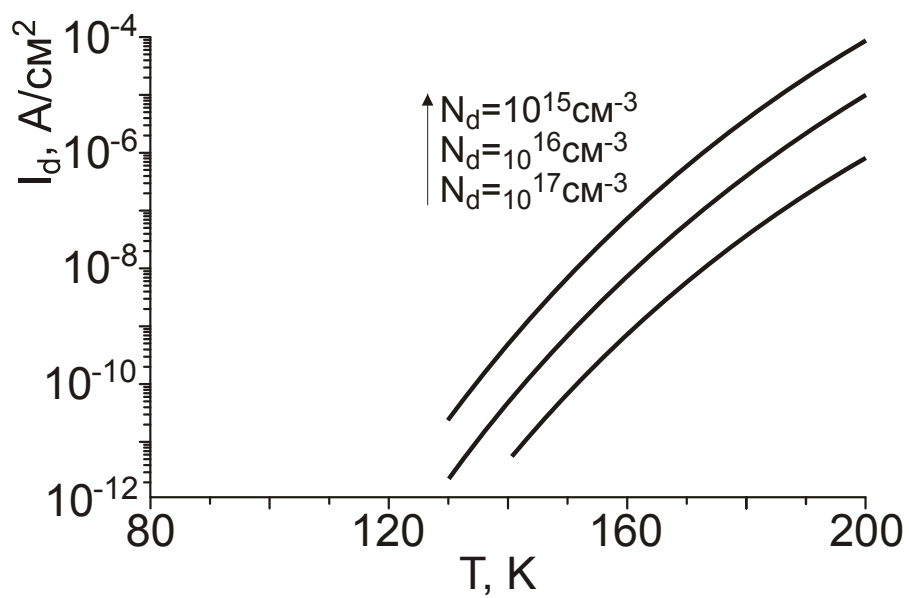


Рис.4.5 Температурная зависимость плотности диффузионного тока для нескольких концентраций легирующей примеси.

§ 4.2. Оптическая генерация неосновных носителей заряда.

Арсенид индия прямозонный полупроводник и свет, падающий на его поверхность, поглощается при значении волнового вектора $k \approx 0$. Поглощение света при отсутствии примесного поглощения возможно при энергиях фотонов $\geq E_g$, ширины запрещенной зоны полупроводника. Длину волны, выраженную в микронах, для области сильного поглощения можно представить в виде [251]:

$$\lambda \leq hc / E_g = 1,2398 / E_g \quad (4.27)$$

Выражение для скорости (темпа) генерации электронно-дырочных пар с учетом экспоненциального падения поглощения света при его прохождении вглубь полупроводника можно представить в виде [252]:

$$G_L(x) = \Phi_o \alpha \exp(-\alpha x) \quad (4.28)$$

Здесь Φ_o – поток падающих фотонов, приходящийся на единицу площади:

$$\Phi_o = P_{\text{омт}}(1 - R) / Sh\nu \quad (4.29)$$

Здесь R – коэффициент отражения, S – площадь МДП-структуры $P_{\text{омт}}$ – мощность падающего излучения. Полный фототок, текущий в МДП-структуре и связанный с накоплением информационного заряда в инверсионном слое, складывается из дрейфового тока, связанного с генерацией электронно-дырочных пар в области обеднения [252]:

$$I_{\text{оп}} = -q \int_0^W G_L(x) dx = q \Phi_o (1 - \exp(-\alpha W)) \quad (4.30)$$

и диффузионного тока, связанного с генерацией электронно-дырочных пар в квазинейтральном объеме полупроводника и их последующей диффузией к области обеднения. Диффузионный ток вычисляется из решения одномерного диффузионного уравнения с учетом рекомбинации носителей в линейном приближении и дается в виде [252]:

$$J_{\text{diff}} = q \Phi_o \left(1 - \frac{\exp(-\alpha W)}{1 + \alpha L_p} \right) + q p_{\text{но}} \frac{D_p}{L_p} \quad (4.31)$$

Здесь $p_{\text{но}}$ – концентрация дырок в квазинейтральном объеме полупроводника. Величиной этой концентрации во всех практически важных случаях можно пренебречь.

Коэффициент собирания неосновных носителей заряда, возникших под действием внешнего излучения, (квантовую эффективность), можно получить

как отношение полного потока фотоносителей в ОПЗ МДП-структуры к потоку падающих фотонов, см. уравнение (4.20).

Результаты решения одномерной задачи численными методами для случая неравновесного обеднения приведены на рис.4.6. Показаны кривые релаксации поверхностного изгиба зон в темноте (сплошная кривая) и при освещении (пунктирная кривая). В реальных фотоприемных элементах фотосигнал определяется как разность значений поверхностного потенциала в темноте и при освещении при некотором фиксированном времени накопления.

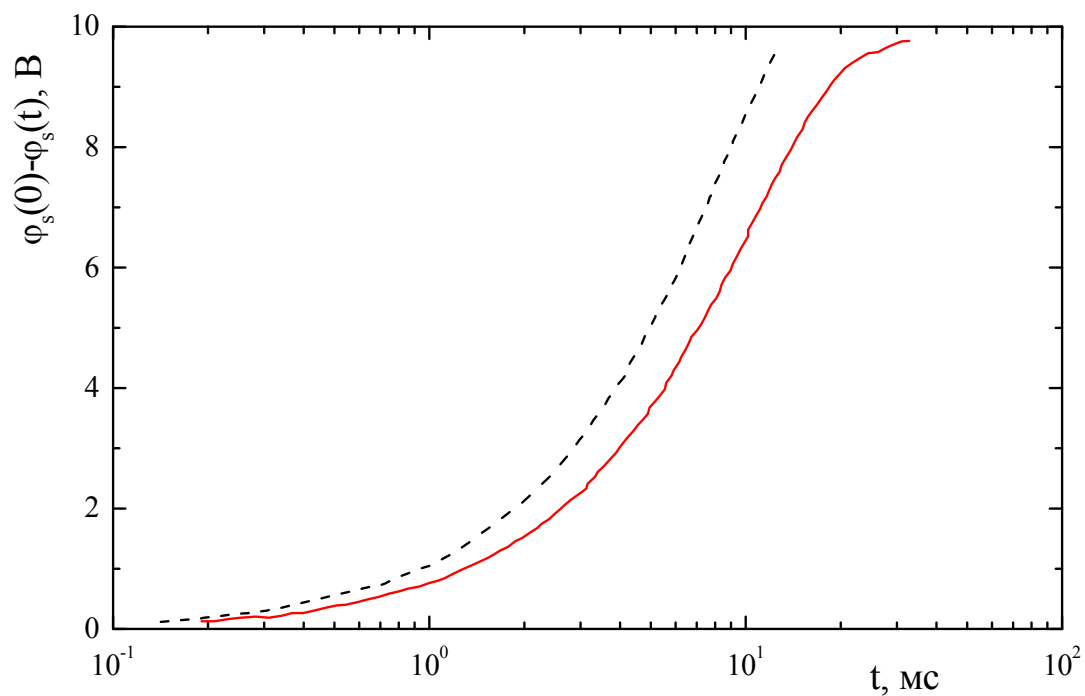


Рис.4.6. Расчетные кривые релаксации поверхностного потенциала без освещения (сплошная линия) и при освещении МДП структуры световым потоком $\Phi_o = 10^{-6}$ Вт/см² ($\lambda = 3$ мкм). Параметры при расчете: $S = 3,3 \cdot 10^{-5}$ см²; $T = 150$ К; $C_n = 50$ пФ; $N_d = 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $L_p = 5$ мкм; $\tau_g = 3 \cdot 10^{-8}$ с; $\alpha = 5 \cdot 10^3$.

§ 4.3. Тепловая генерация неосновных носителей заряда.

Информация о генерационных процессах в ОПЗ полупроводника может быть получена из релаксационных кривых емкости и поверхностного потенциала МДП-структур при неравновесном импульсном обеднении. Можно также использовать релаксационные зависимости емкости и переходного тока при неравновесном импульсном обеднении [253]. Экспериментальные зависимости тока генерации от толщины обедненного слоя $I_g(W)$ при нескольких температурах (кривые Цербста) были получены обоими способами. Перерасчет релаксационного тока в генерационный произведен по обычной схеме в предположении однородности слоя области пространственного заряда (ОПЗ). На рис.4.7 приведены кривые Цербста для трех температур. Для проверки влияния краевой генерации (вдоль границы полевого электрода) измерялось полное время релаксации емкости на МДП-структурах с различным отношением периметра к площади, которое составляло $P/S = 40, 200, 400, 800$, и 1820 см^{-1} в диапазоне температур 120-190K. Отсутствие зависимости времени релаксации от отношения P/S позволяет пренебречь вкладом краевых механизмов в тепловую генерацию в ОПЗ.

Зависимости $I_g(W)$ имели характерный прямолинейный участок в диапазоне $W = 0,4-0,5 \text{ мкм}$, связанный с термическим механизмом генерации неосновных носителей заряда. Величина $\tau_g \approx 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ была найдена по наклону линейного участка:

$$\tau_g = n_i \cdot (dI_g / dW)^{-1} \quad (4.32)$$

Энергия активации темпа генерации была определена по температурной зависимости тангенса угла наклона линейного участка и составляла величину $\approx 0,19 \pm 0,02 \text{ эВ}$, что характерно для термической генерации через ГУ, локализованные вблизи середины запрещенной зоны InAs. Плотность тока термической генерации через моноэнергетический уровень можно представить согласно модели Шокли–Рида в виде:

$$I_g = q \cdot \frac{M n_i^2 \gamma_n \gamma_p}{\gamma_n n_1 + \gamma_p p_1} \cdot W_g = \frac{q n_i W_g}{\tau_g} \quad (4.33)$$

Здесь $n_1 = n_i \cdot \exp(-E_i/kT)$, $p_1 = n_i \cdot \exp(E_i/kT)$, E_i - энергетическое положение рекомбинационно-го центра относительно середины запрещенной зоны E_i , γ_n и

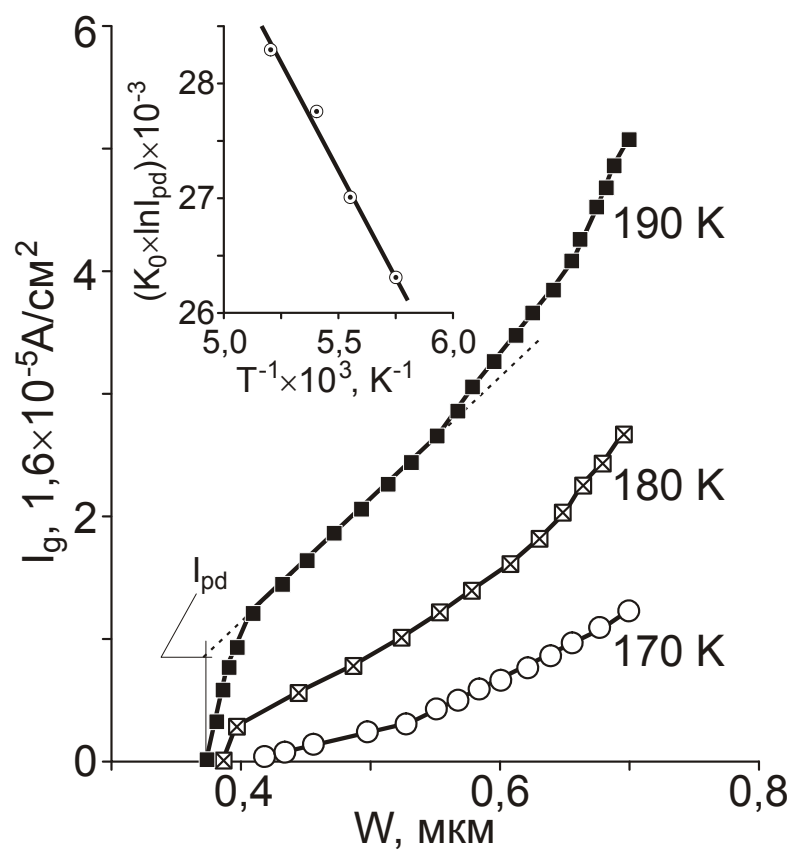


Рис.4.7. Кривые Цербста при нескольких температурах. На вставке – температурная зависимость диффузионного потока в квазинейтральной области полупроводника.

γ_p - коэффициенты захвата электронов и дырок, соответственно, представляющие собой произведение соответствующего сечения захвата на тепловую скорость носителей. Для процессов объемной термической генерации неосновных носителей температурная зависимость генерационного тока определяется температурной зависимостью собственной концентрации и параметрами генерационных центров. При локализации ГУ в середине запрещенной зоны температурная зависимость генерационного тока определяется энергией активации, равной половине ширины запрещенной зоны. Толщина эффективной области генерации рассчитывалась с использованием соотношения, приведенного в работе [244]:

$$W_g = \int_0^W \frac{\gamma_p p_1 + \gamma_n n_1}{\gamma_p [p(x) + p_1] + \gamma_n [n(x) + n_1]} dx \quad (4.34)$$

Здесь $n(x)$ и $p(x)$ - концентрации электронов и дырок в ОПЗ. Экстраполяция найденных зависимостей $I_g(W_g)$ к точке $W_g=0$ позволяет определить величину диффузионного потока неосновных носителей заряда из квазинейтрального объема полупроводника I_{pd} . Следует отметить, что на исследуемых МДП-структурах определение толщины генерационного слоя оказывается существенным. Предположение о том, что генерация неосновных носителей тока идет по всей толщине слоя неравновесного обеднения приемлемо для таких полупроводников как Ge и Si (хотя и в этом случае требуется корректировка толщины слоя). Для InAs в этом предположении не удастся получить разумную величину диффузионного потока из нейтрального объема полупроводника I_{pd} отсечкой на зависимости Цербста по оси ординат при $W=0$. Энергия активации, найденная по температурной зависимости ($\ln I_{pd}(1/T)$), близка к ширине запрещенной зоны InAs (показана на вставке рис.4.17) и определяется диффузионным потоком из квазинейтрального объема полупроводника. Используя известное соотношение для диффузионного потока I_{pd} (4.17), справедливое при условии $L_p < l$ (l -толщина эпитаксиального слоя InAs), была оценена величина диффузионной длины, равная $L_p=1,5$ мкм, и это слишком малая величина, не соответствующая известным литературным данным [25]. Значение коэффициента D_p оценивалось с помощью соотношения Эйнштейна $D_p = \frac{kT}{q} \mu_p$ и составляло величину $\sim 7-8 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, при этом

подвижность дырок принималась равной $\mu_p = (200-460) \text{ см}^2/\text{Вс}$, а температурная зависимость $\mu_p \sim T^{-1}$ или $T^{-3/2}$. Исходя из того, что $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, время жизни неосновных носителей, связанное с генерацией через рекомбинационные центры $\tau_p = (\gamma_p N_t)^{-1} = 3 \cdot 10^{-9} \text{ с}$. Напомним, что концентрация легирующей примеси рассчитывалась из равновесного значения инверсионной емкости и составила величину $N_d \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Тогда, если концентрация глубоких уровней, через которые идет генерация электронно - дырочных пар, $N_t \leq N_d$, коэффициент захвата дырок $\gamma_p \geq 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$, либо следует допустить, что $N_t > N_d$.

Ранее уже было показано, что концентрация ГУ для InAs сравнима и часто превышает концентрацию донорной примеси. Это проявляется на квазиравновесной высокочастотной ВФХ в виде "затяжки" в области перехода от обеднения к инверсии, а также увеличению равновесного значения инверсионной емкости. С учетом высокой концентрации ГУ должен быть изменен подход к расчету толщины слоя генерации при неравновесном обеднении (см. уравнения 4.6). Для обсуждаемых образцов $N_t \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_d \approx 1 \cdot 10^{15}$, т.е. $\xi = N_t/N_d \approx 3$.

Рассмотрим состояние неравновесного обеднения после подачи на металлический электрод ступеньки отрицательного смещения. Время формирования ОПЗ считаем малым по сравнению с характерными временами перезарядки глубоких уровней в ОПЗ. В этом случае слои W_1 и W_2 раздвинутся на некоторую величину W_3 [177], зависящую от амплитуды импульса V_u . Область W_3 характеризуется практическим отсутствием подвижных носителей. Коэффициент ξ во время релаксационного процесса на этом участке ОПЗ будет определяться квазистационарным заполнением глубоких уровней:

$$\xi = \xi_0 \frac{\gamma_n n_i}{\gamma_n n_i + \gamma_p p_i}, \quad (4.35)$$

Здесь $\xi_0 = N_t/N_d$. Толщины W_1 и W_2 в процессе релаксации остаются неизменными. Ток генерации может быть определен из тока релаксации вычитанием из последнего тока смещения, связанного с уменьшением области W_3 в процессе накопления заряда неосновных носителей. Энергия активации генерационного процесса составила величину $E_{акт} = 0,2 \pm 0,02 \text{ эВ}$, $\tau_g = (2,6-3,2) \cdot 10^{-7} \text{ с}$. Поскольку по мере приближения к равновесию толщина

неравновесной ОПЗ приближается к толщине равновесного инверсионного слоя ($W \rightarrow W_\infty = W_1 + W_2$), величина диффузионного потока неосновных носителей из нейтрального объема может быть определена экстраполяцией линейного участка зависимости $I_g(W)$ к точке $W=W_\infty$. Используя как и ранее соотношение (4.17), получим $L_p \sim 5-6$ мкм и, $\tau_p \approx (4-6) \cdot 10^{-8}$ с - параметры, важные для оценки спектральной чувствительности фотоотклика исследуемых МДП - структур. При $N_t \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, величина $\gamma_p \approx 8 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. Можно также оценить коэффициент захвата электронов на глубокие уровни, $\gamma_n \approx 1,5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. Значение коэффициента ξ в слое W_3 , составило величину $\sim 0,4$.

Используя полученные результаты можно оценить коэффициент объемного прилипания, который для полупроводника n -типа проводимости с глубокими уровнями, локализованными ниже уровня Ферми, определяется равенством:

$$A = \frac{N_t \gamma_p}{N_d \gamma_n} = \frac{\xi_o \tau_g}{\tau_p} \quad (4.36)$$

Коэффициент объемного прилипания составляет величину ~ 15 и позволяет сравнить времена τ_g и τ_p с характерным временем затухания стационарной фотопроводимости:

$$\tau_\phi = (1+A) \cdot \tau_p \quad (4.37)$$

Напомним, что в InAs наличие ГУ проявляется в резком возрастании роли объемного прилипания, причем с понижением температуры заметно падает время жизни неосновных носителей заряда и становятся резко неравными измеряемые сечения захвата для электронов и дырок ($\sigma_n/\sigma_p \approx 10^{-3}$) [254].

Дальнейшие сведения, подтверждающие наличие ГУ, можно получить из анализа кривых релаксации емкости и поверхностного потенциала. На рис.4.8 показаны результаты измерений, проведенных на тестовых фотоприемных ПЗИ-элементах площадью $\approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$. Видно, что ВФХ, измеренная импульсным методом, имеет стандартный высокочастотный вид (а). Экспериментальные кривые релаксации потенциала (б) и емкости области пространственного заряда (в) имеют стандартный вид, но более плавный, чем теоретические зависимости, соответствующие концентрации основной легирующей примеси N_d . В приближении малой концентрации ГУ ($N_t < N_d$) экспериментальные кривые релаксации потенциала при разумных подгоночных

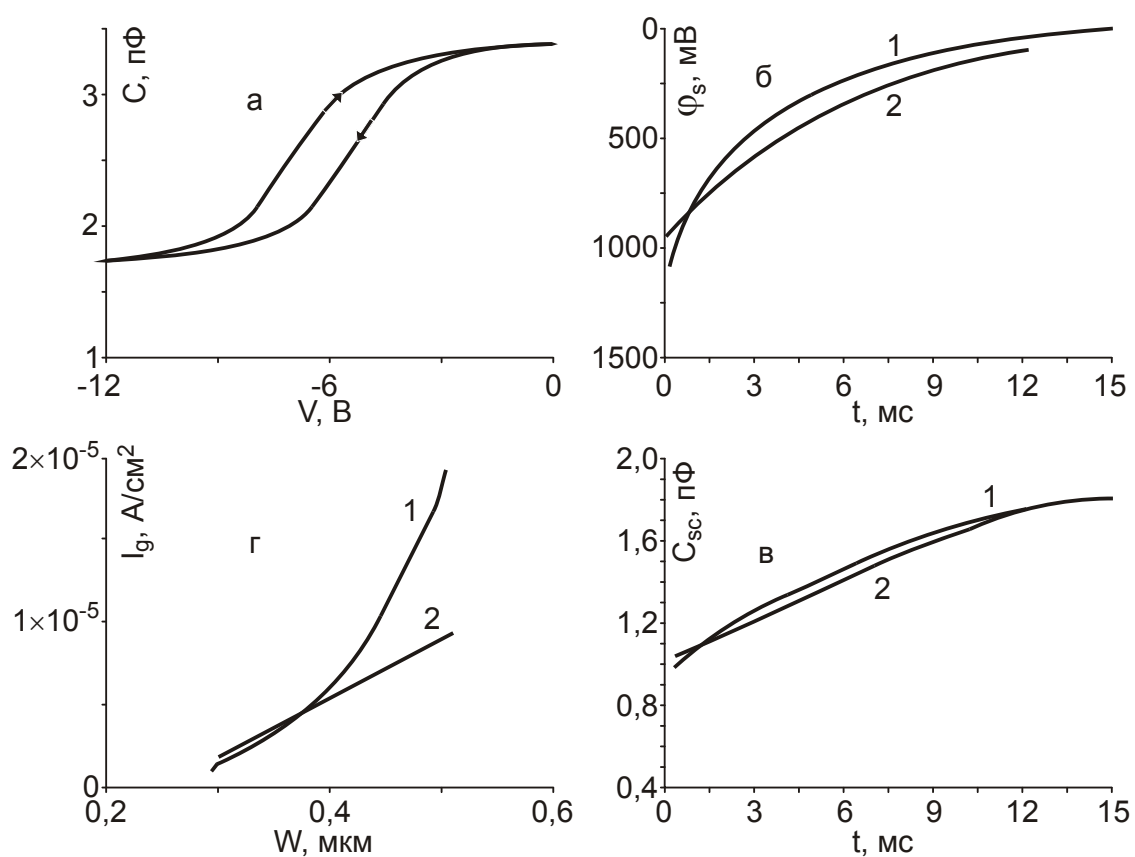


Рис.4.8. Зависимости, характеризующие процессы релаксации в темноте тестовой МДП-структуры площадью $4 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$ при температуре 150 К. Здесь а- ВФХ на частоте 1 мГц, измеренная импульсным способом по падению напряжения на нагрузочной емкости, б, в, г – кривые релаксации поверхностного потенциала, емкости пространственного заряда InAs и кривые Цербста, соответственно; (1) эксперимент, (2)-теория.

параметрах не совпадают для всего временного диапазона с теоретическими зависимостями. Кроме того, при сохранении основных черт хода релаксации неравновесного обеднения, экспериментальные релаксационные кривые перестроенные в координатах Цербста (рис.4.8 г), имели важную особенность - резкий рост плотности тока на начальном участке релаксации, что объясняется перезарядкой глубоких уровней непосредственно после подачи импульсного смещения.

Итак, анализ релаксационных кривых неравновесного обеднения в полупроводниках с большой концентрацией глубоких уровней требует учета перезарядки ГУ в пределах приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ).

В работе [177] изложен принцип описания релаксации поверхностного потенциала, емкости, толщины слоя обеднения и приповерхностных избытков неосновных носителей заряда при неравновесном импульсном обеднении в полупроводниках с концентрацией ГУ, сравнимой с концентрацией легирующей примеси. Сразу после подачи импульса напряжения на управляющий электрод МДП-структуры часть ОПЗ, содержащая неподвижные положительные заряды ($N_d + N_t$), остается неизменной, а общая толщина ОПЗ возрастает за счет увеличения области, где концентрация положительных зарядов определяется концентрацией N_d , и все ГУ в начальный момент времени остаются заполненными. Перезарядка ГУ приводит к понижению поверхностного потенциала в некотором среднем слое ОПЗ. Если перезарядка ГУ заканчивается быстрее, чем общее время релаксации ОПЗ, то дальнейшая релаксация определяется другими генерационными процессами, главными из которых являются: генерация через другие ГУ в ОПЗ, диффузионный поток из квазинейтрального объема полупроводника и фотогенерация при внешнем освещении МДП-структуры. Кроме того, рассмотрен случай, когда ГУ расположены достаточно далеко от середины запрещенной зоны, либо имеют очень малую величину одного из сечений захвата, и, таким образом, определяют только зарядовое состояние ОПЗ полупроводника, а генерация в слое обеднения определяется другими ГУ. Введение второй группы уровней меняет темп генерации в слое обеднения, и, при определенных соотношениях

между параметрами ГУ, объемное время жизни неосновных носителей заряда может определяться одним типом уровней, а генерационное другим.

На рис.4.9 представлены расчетные зависимости релаксации поверхностного потенциала для n -InAs с $N_d=3\cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t=3\cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (кривая 1) , для $N_t=3\cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (кривая 2) , энергетическое положение от края зоны проводимости ГУ $\sim 0,125 \text{ эВ}$, отношение коэффициентов захвата для электронов и дырок $\gamma_n/\gamma_p=1,05$. У полупроводника со значительной концентрацией ГУ за время перезарядки ГУ ($\tau \approx 4\cdot 10^{-8} \text{ с}$) происходит резкое изменение поверхностного потенциала и толщины обедненного слоя с последующей плавной релаксацией к равновесным значениям, отличающимся от равновесных значений этих величин в полупроводнике без ГУ. Заполнение потенциальной ямы неосновными носителями заряда быстрее в 1,5 раза в полупроводнике с малой концентрацией ГУ. Наиболее наглядным, по-видимому, является случай, когда уровень E_t находится между зоной проводимости и серединой валентной зоны. Если ГУ расположен ниже уровня Ферми в запрещенной зоне, то релаксация напоминает релаксацию в полупроводнике без ГУ, поскольку обмен носителями с зоной проводимости затруднен. Если ГУ расположен вблизи собственного уровня Ферми, появляется перезарядка ГУ. Смещение энергетического уровня к зоне проводимости увеличивает время релаксации. Попытка получить близкие параметры релаксации для двух полупроводников, в одном из которых концентрация ГУ пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией легирующей примеси, а в другом обе концентрации сравнимы по величине, не удается. Однородная, высоколегированная ОПЗ релаксирует к равновесию значительно дольше, чем менее легированная, несмотря на равенство равновесных значений толщин обеднения для обоих полупроводников. Диапазон изменения в процессе релаксации и абсолютные величины начальных (сразу после подачи импульсного смещения) толщин обеднения и начальных поверхностных потенциалов для $N_d=3\cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $2\cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ резко отличаются. Время релаксации для кривых 3 ($N_d=2\cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_t=3\cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) и 4 ($N_d=3\cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_t=3\cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) совпадает, но в этом случае отличается диапазон изменения поверхностного потенциала.

На рис.4.10 показаны теоретические кривые Цербста для разных концентраций ГУ. Все зависимости имеют линейный характер и не объясняют участок нелинейности, наблюдаемый в экспериментах.

На рис.4.11 приведены расчетные зависимости величины фотосигнала для тех же структур, что и на рис.4.10. Из рисунка видно, что величина сигнала и время восстановления квазиравновесия увеличиваются как с ростом концентрации ГУ, так и уровня легирования полупроводника.

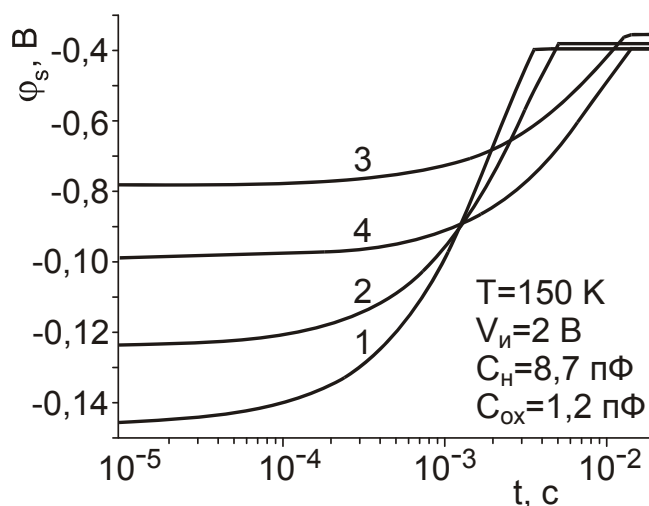


Рис.4.9 Кривые релаксации поверхностного потенциала при разных концентрациях ГУ и донорной примеси. Параметры: $T = 150 \text{ K}$, $V_u = 2 \text{ В}$, $C_H = 8,7 \text{ пФ}$, $C_{ox} = 1,2 \text{ пФ}$. Параметры для отдельных кривых: 1 – $N_d = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $N_t = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, 2 – $N_d = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $N_t = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 3 – $N_d = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $N_t = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, 4 – $N_d = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_t = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

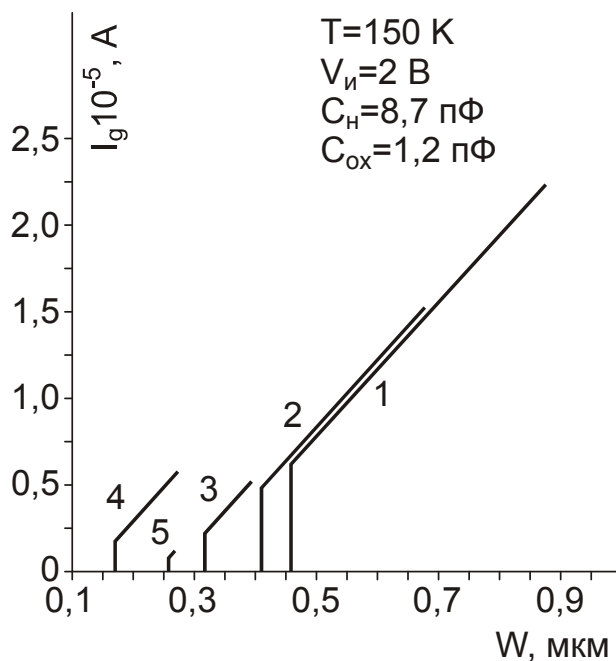


Рис.4.10. Теоретические зависимости кривых Цербста при разных соотношениях концентрации ГУ и донорной примеси. Параметры для отдельных кривых: 1 – $\tau_g = 3,6 \cdot 10^{-8} \text{ с}$; $N_d = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $N_t = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

2 – $\tau_g = 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$; $N_d = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $N_t = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

3 – $\tau_g = 3,6 \cdot 10^{-7} \text{ с}$; $N_d = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $N_t = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

4 – $\tau_g = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ с}$; $N_d = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_t = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

5 – $\tau_g = 4,9 \cdot 10^{-7} \text{ с}$; $N_d = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $N_t = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

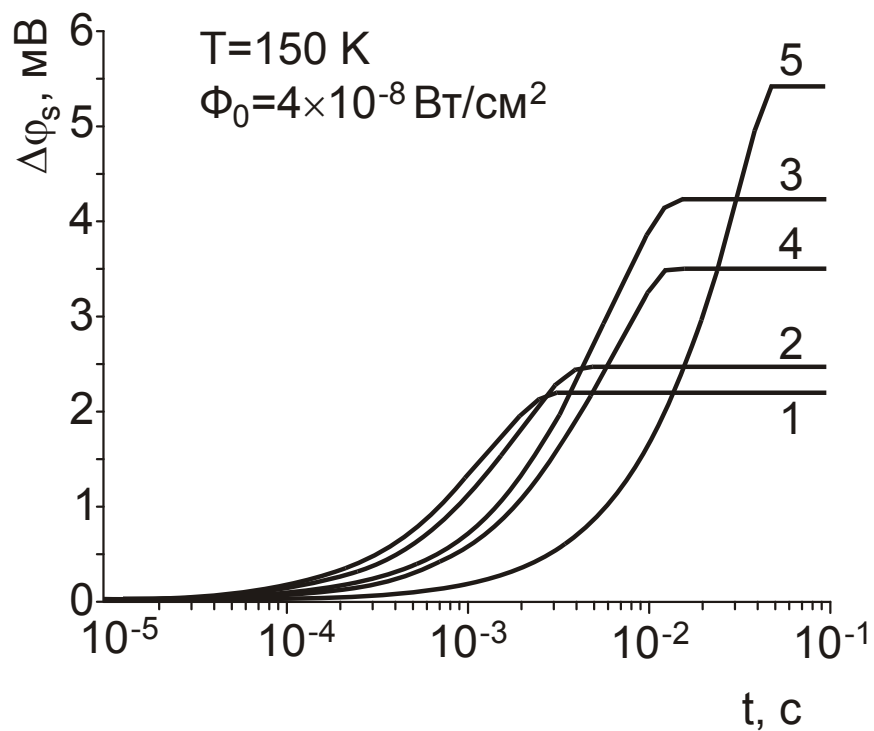


Рис.4.11. Расчетные зависимости фотосигнала от времени накопления при разных соотношениях концентрации ГУ и донорной примеси. Параметры в соответствии с рис.4.10.

§ 4.4. Туннельная генерация носителей заряда.

При приложении импульса инжекции туннельный ток зона-зона протекает через потенциальный барьер, образованный областью пространственного заряда обедненной области полупроводника. Появляется дополнительная, меняющаяся во времени, компонента темнового тока ПЗИ-элемента.

Плотность туннельного тока через запрещенную зону полупроводника при неравновесном обеднении может быть рассчитана в одномерном случае в квазиклассическом приближении [255], когда дырки из инверсионного слоя будут туннелировать через обедненную зону полупроводника в квазинейтральный объем:

$$j_t = \frac{4\pi m_p^* q}{h^3} \int_0^\infty dE (f_1 - f_2) \int_0^E dE_\perp P_T(E, E_\perp) \quad (4.38)$$

где f_1 и f_2 - функции распределения Ферми-Дирака слева и справа (металл слева), E - полная энергия туннелирующей частицы $E = p_x^2 / 2m_x^* + p_y^2 / 2m_y^* + p_z^2 / 2m_z^*$; $E_\perp = p_y^2 / 2m_y^* + p_z^2 / 2m_z^*$ - компонента энергии, перпендикулярной направлению туннелирования, может быть принята равной 0, P_T - вероятность туннелирования через запрещенную зону полупроводника, в ВКБ приближении имеющая вид [256]:

$$P_T = \exp \left(-2 \int_{x_1}^{x_2} K_x(x) dx \right) \quad (4.39)$$

x_1, x_2 - классические точки поворота, $K_x(x)$ - волновой вектор в направлении туннелирования.

В качестве закона дисперсии в потенциальном барьере обычно используется закон Франца [257]:

$$K_x^2 = \frac{2m_x^*}{\hbar^2} \varphi(x) \left(1 - \frac{\varphi(x)}{E_g} \right) \quad (4.40)$$

Закон Франца позволяет учесть влияние второй зоны при туннелировании заряженной частицы через запрещенную зону полупроводника, но не учитывает зависимость эффективной массы от координаты (при туннелировании частицы из зоны проводимости в валентную зону эффективная масса должна изменяться от m_e^* до m_p^*). Сшивая эффективные массы на

границах запрещенной зоны с помощью выражения, приведенного в [258], можно получить:

$$K_x^2 = \frac{2m_e^*m_p^*}{\hbar^2} \cdot \frac{(E_g - \varphi(x))\varphi(x)}{m_e^*\varphi(x) + m_p^*(E_g - \varphi(x))} \quad (4.41)$$

Это выражение при равных значениях электронной и дырочной масс переходит в закон Франца (4.40). Проведем численный расчет плотности туннельного тока, подставляя (4.41) в (4.38) и учитывая параболическую зависимость изгиба зон от координаты в приближении равномерного распределения легирующей примеси по глубине полупроводника.

На рис.4.12 и рис.4.13 показаны расчетные зависимости плотности туннельного тока при разных амплитудах импульса инжекции от концентрации донорной примеси и температуры. Влияние туннельного тока заметно при амплитудах импульса $> 6\text{В}$, когда величина плотности туннельного тока становится сравнимой с плотностью генерационной и диффузионной компонент (рис.4.4-4.5). На рис.4.14 показано влияние туннельного тока на кривую релаксации поверхностного потенциала в темноте и при освещении (теория и эксперимент). Стрелкой показана точка, соответствующая изгибу зон, при котором туннельная компонента темнового тока становится сравнима с током тепловой генерации $\sim 6\text{В}$. Эта точка соответствует началу выключения туннельного тока из-за резкой зависимости от напряженности электрического поля в ОПЗ. При меньших изгибах зон ($t > 1\text{ мс}$) туннельный ток будет на несколько порядков ниже тока термической генерации и, поэтому, не будет оказывать заметного влияния на характеристики ФПУ. Форма кривой релаксации приближается к обычной без учета туннелирования (кривые 1). При больших изгибах зон ($t < 1\text{ мс}$), либо при более высоких значениях концентрации примеси туннельный ток будет значительно влиять на параметры ФПУ. Сравнение теории и эксперимента показывает, что использованная модель туннелирования удовлетворительно объясняет экспериментальные результаты. Вклад туннельной компоненты генерационного тока проявляется в возрастании шума при малых временах накопления и ослаблении фотосигнала за счет частичного заполнения ямы темновыми носителями тока. При наличии туннельного тока большую часть

времени МДП-структура релаксирует при меньших изгибах зон по отношению к МДП-структуре, которая релаксирует без учета туннельного тока. Это может привести к уменьшению коэффициента собирания фотогенирированных носителей в соответствии с (4.20), в особенности при малых значениях α , поскольку, чем больше плотность туннельного тока, тем быстрее МДП-структура релаксирует к малым значениям W . При этом за время накопления мы соберем в потенциальной яме меньший заряд фотогенирированных носителей. Расчеты показали, что, при определенных параметрах, в случае, когда ток фотогенирированных носителей заметно меньше плотности туннельного тока (малосигнальное приближение), величина сигнала может уменьшиться примерно в 1,5 раза. Туннельный ток также увеличит величину шума ПЗИ-элемента при малых временах накопления, поскольку количество накопленных частиц будет значительно больше, чем без туннельного тока за тоже время.

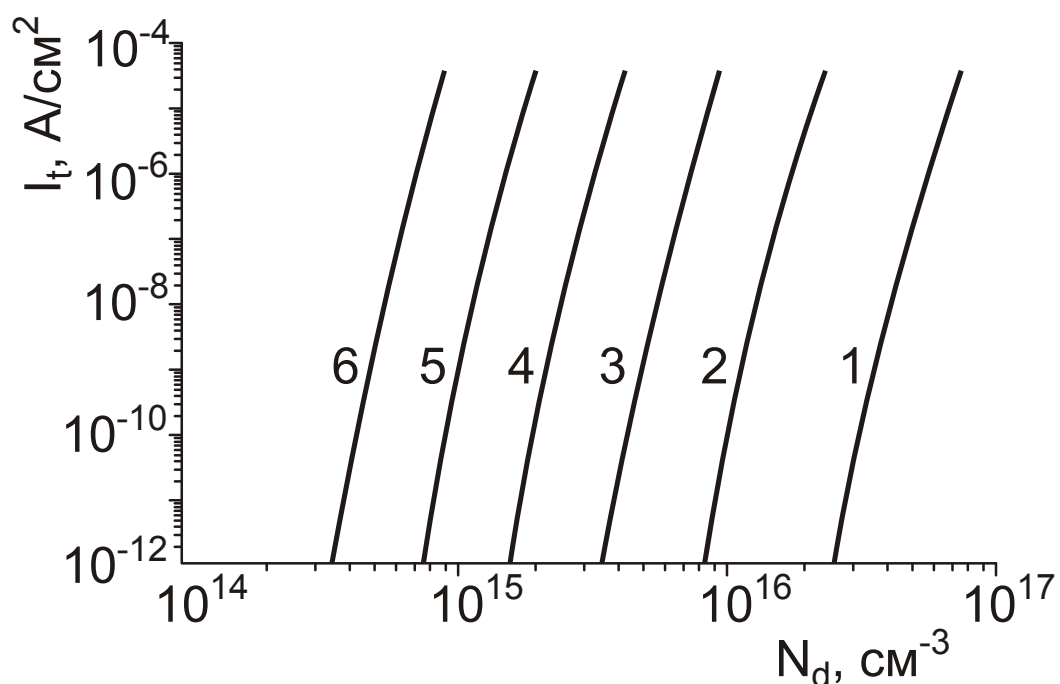


Рис.4.12. Зависимости плотности туннельного тока зона-зона от концентрации донорной примеси при разных начальных изгибах зон. Расчет проведен при $T=150$ К. Здесь кривые 1-6 при $\varphi_{so} = 0,5; 1; 2; 4; 8$ и 10 В, соответственно.

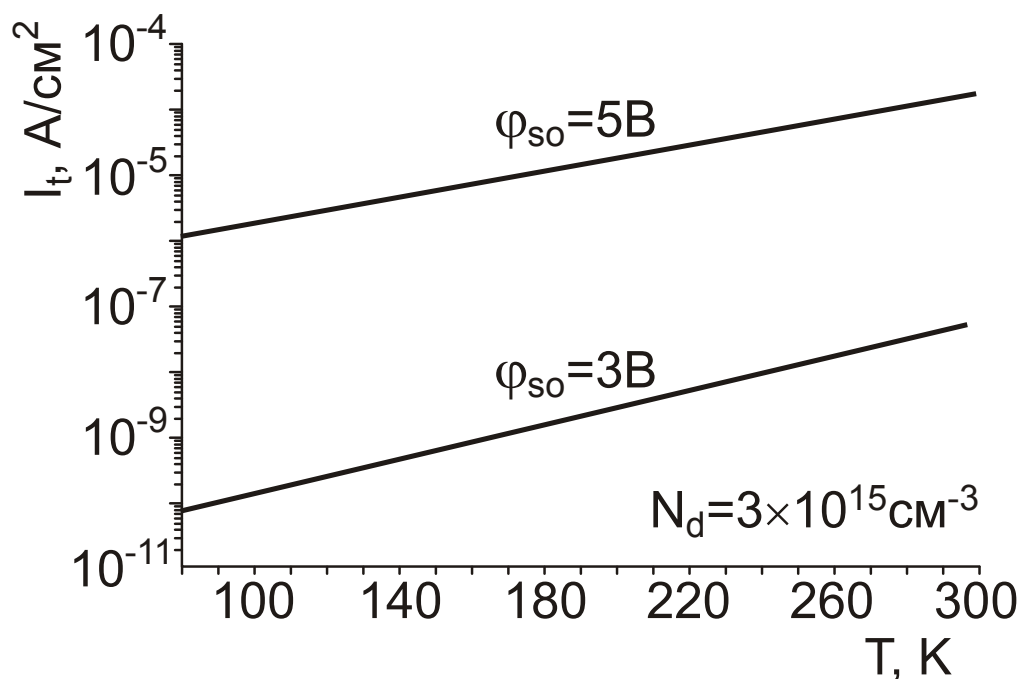


Рис.4.13. Температурная зависимость плотности туннельного тока при двух значениях начального изгиба зон.

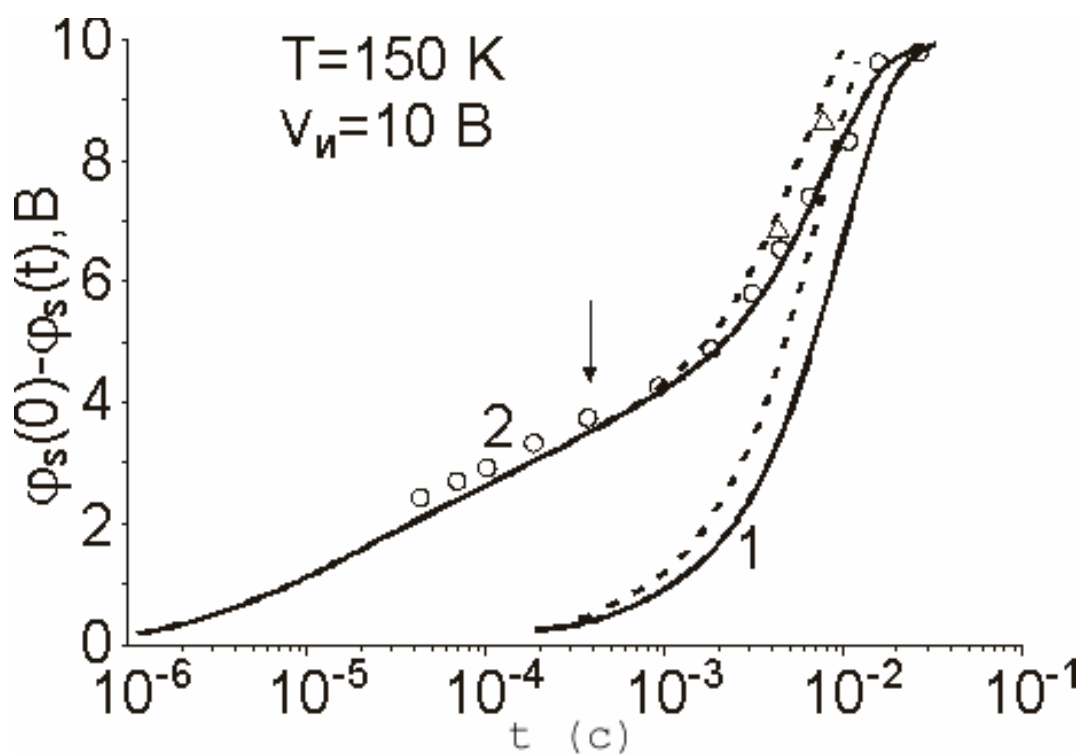


Рис.4.14. Влияние туннельного тока на кривую релаксации поверхностного потенциала. Параметры при расчете: $S=3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$, $C_n=50 \text{ пФ}$, $N_d=3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $L_p=5 \text{ мкм}$, $\alpha=5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. Стрелка показывает ситуацию, когда плотность туннельного тока становится равной плотности тока термической генерации. Сплошные кривые 1- теоретические кривые в отсутствие туннелирования, 2- с участием туннелирования. Пунктир - расчетные кривые при освещении потоком $\Phi_o=10^{-5} \text{ Вт/см}^2$ (длина волны 3 мкм). Светлые кружки - результаты измерений без освещения, треугольники - при освещении. Параметры при измерениях: $T=150 \text{ К}$, $V_{и}=10 \text{ В}$.

§ 4.5. Полевая зависимость плотности генерационного тока в МДП - структурах.

В § 4.3. на рис.4.7 и рис.4.8(г) приводились кривые плотности генерационного тока $I_g(W)$ при неравновесном импульсном обеднении. Отличительной особенностью плотности генерационных токов на InAs является наличие избыточного тока в начальный момент времени сразу после приложения к МДП-структуре импульса неравновесного обеднения величиной 1-2 В. Превышение плотности тока над теоретическими значениями может быть в несколько раз, обычно от 2 до 3 раз для разных образцов. В § 4.4 рассматривалось влияние упругого туннельного тока зона – зона, протекающего через область пространственного заряда, который при типичном уровне легирования InAs $N_d \sim (3-5) \cdot 10^{15}$ проявляется при амплитудах импульса инжекции > 6 В, т.е. при напряженности электрического поля в ОПЗ полупроводника $> (1,2-1,5) \cdot 10^5$ В/см. В экспериментах избыточные токи протекают через ОПЗ полупроводника в начальный момент времени после приложения импульса неравновесного обеднения существенно меньшей величины, когда напряженность электрического поля в ОПЗ составляет величину $(3-4) \cdot 10^4$ В/см.

Рассмотрим некоторые из механизмов, объясняющих наличие избыточных токов в ОПЗ InAs. В литературе ускорение темпа генерации электрическим полем в МДП-структурах на кремнии и германии обсуждалось в работах [143, 144, 206, 244, 259-271].

Ускорение темпа генерации электрическим полем связывают с туннелированием и термостимулированным туннелированием с участием ПС и ГУ. Часто анализируют кривые Цербста или зависимости релаксации емкости при неравновесном импульсном обеднении и для качественного объяснения кривых (нарушение линейности кривых Цербста) предполагают наличие “генерационных” неоднородностей [272, 273], например участков на поверхности полупроводника с повышенной плотностью ПС через которые идет генерация носителей в разрешенную зону за счет эффекта Франца-Келдыша. В некоторых достаточно редких ситуациях для объяснения экспериментальных результатов привлекают механизм ударной ионизации в

ОПЗ полупроводника. Для объяснения экспериментальных результатов также учитывают возможность полевой генерации на периферии полевого электрода МДП-структур (влияние краевых эффектов в структурах с малыми геометрическими размерами). В работе [274] рассматривалась модель ускорения темпа генерации в электрическом поле за счет прыжковой проводимости по ловушкам, локализованным в диэлектрике вблизи границы раздела полупроводник – диэлектрик.

В МДП-структурах на основе полупроводников типа A_3B_5 , например n -InSb также наблюдалось ускорение релаксационных процессов в сильных электрических полях [275]. Высказывается предположение о влиянии двух типов центров рекомбинации, с концентрацией, зависящей от напряженности электрического поля. В работе [276] обсуждалась возможность ускорения темпа генерации в электрическом поле за счет туннелирования через поверхностные состояния.

В МДП-структурах на основе InAs [277] обсуждалась возможность увеличения плотности генерационного тока за счет существования в ОПЗ полупроводника локальных микронеоднородностей с повышенным уровнем легирования до $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при уровне легирования полупроводниковой подложки $\sim (2-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Вернемся к рассмотрению кривых плотности генерационного тока, показанных на рис.4.7 и рис.4.8. В § 4.3. отмечалось, что плотность генерационного тока не зависела от периметра МДП-структур. По этой причине эффектами на периферии полевого затвора МДП-структуры можно пренебречь. С целью уменьшения влияния роли поверхностных состояний в процессах генерации измерения релаксации поверхностного потенциала и емкости во времени измерения проводили при приложении импульса инжекции из инверсии [278]. Предварительно МДП-структуры смещались приложением постоянного напряжения в область сильной инверсии и затем прикладывались прямоугольные импульсы обеднения. Передний фронт импульса приводил к сбросу части заряда из инверсионного слоя, задний фронт импульса переводил структуру в первоначальное состояние. При этом перезарядка ПС практически исключалась.

В многочисленных экспериментах при разных способах подготовки поверхности полупроводника не выявлена корреляция между плотностью поверхностных состояний и плотностью генерационного тока. По этой причине влияние ПС на плотность генерационного тока рассматривать не будем.

Рассмотрим несколько простых моделей, объясняющих ускорение генерационных процессов электрическим полем.

На рис.2.6 были показаны энергетические диаграммы типичных ловушек в ОПЗ полупроводника. Рассмотрим ГУ в ОПЗ полупроводника в виде кулоновского центра. В электрическом поле кулоновский центр можно представить как показано на рис.4.15. Кулоновский центр может обмениваться электронами с зоной проводимости одним из трех процессов: термического выброса электрона в зону проводимости, туннелированием в зону проводимости и в процессе термостимулированного туннелирования.

В рамках простых моделей можно записать [259]:

$$I_g(t) = qn_i \int_{W_\infty}^W \tau_g^{-1}(\Xi) dx \quad (4.42)$$

Здесь Ξ - напряженность электрического поля в текущий момент времени. Рассмотрим наиболее известные модели, объясняющие стимулированную электрическим полем генерацию носителей зарядов с участием ГУ.

Эмиссия с ГУ в рамках механизма Пула-Френкеля. Генерационное время жизни, когда в скорости эмиссии с центра учитывается понижения энергии уровня в электрическом поле в рамках модели Пула-Френкеля можно записать в виде [214, 279]:

$$\tau_g(\Xi) = \tau_{g0} \cdot \exp\{[E_t - (q^3 / \pi \epsilon_0 \epsilon_s)^{1/2} \sqrt{\Xi}] / kT\} \quad (4.43)$$

По существу этот механизм является объемным аналогом механизма Шоттки (снижение работы выхода в электрическом поле с учетом сил зеркального изображения). На рис.4.16 показан результат моделирования плотности генерационного тока в рамках модели эмиссии с ГУ в зону проводимости по механизму Пула-Френкеля. Зависимость напряженности электрического поля от координаты находилась из решения уравнения Пуассона. Видно, что в рамках модели эмиссии с центра по Пулу-Френкелю полевая зависимость плотности генерационного тока более плавная, чем наблюдаемая в эксперименте.

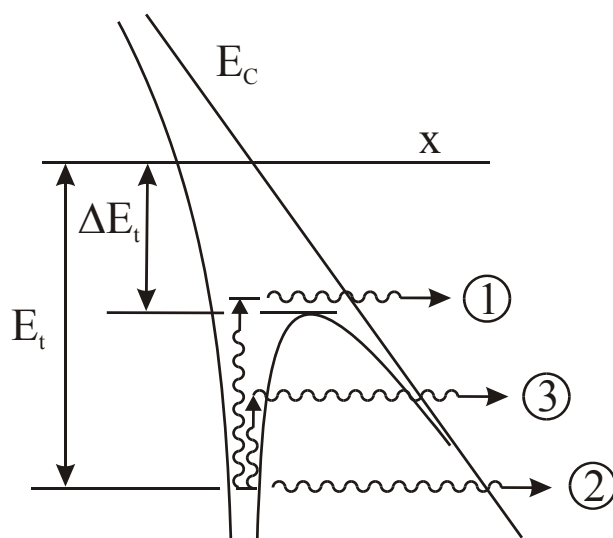


Рис.4.15. Энергетическая диаграмма ГУ кулоновского типа в сильном электрическом поле [147]. Показаны три возможных механизма ионизации ГУ: 1 —термическая надбарьерная эмиссия электрона с ГУ, 2 – туннельный механизм ионизации, 3 – термостимулированный процесс ионизации ГУ. Здесь E_c – энергетическое положение дна зоны проводимости в электрическом поле, x – координата в направлении приложения электрического поля, E_t – энергетическое положение ГУ в запрещенной зоне полупроводника, ΔE_t – величина энергетического понижения потенциального барьера для ионизации ГУ в электрическом поле.

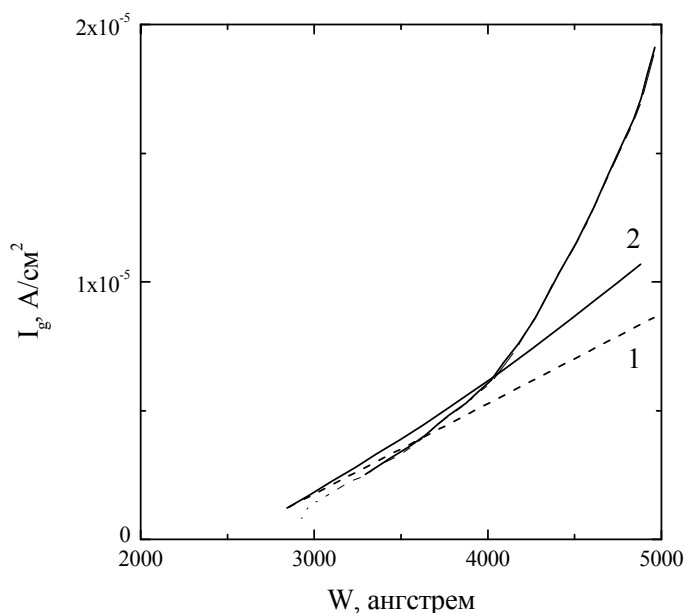


Рис.4.16. Зависимость плотности генерационного тока в ОПЗ InAs от толщины слоя обеднения. Здесь темные фигуры – экспериментальная зависимость. Кривая 1 – результат расчета плотности генерационного тока без учета влияния электрического поля, кривая 2 – результат расчета в модели Пула-Френкеля.

Эмиссия с ГУ в рамках механизма туннельной инжекции. Рассмотрим влияние туннельной инжекции с ГУ. В рамках простейшего механизма туннелирования с глубокого уровня рассмотрим приближение туннельной инжекции с уровня через барьер треугольной формы. В этом случае полевую зависимость для генерационного времени можно записать в известном виде [280]:

$$\tau_g(\Xi) = \tau_{g0} \cdot \exp[-4\sqrt{2m^*} E_i^{3/2} / 3e\hbar\Xi] \quad (4.44)$$

На рис.4.17 показана теоретическая кривая плотности генерационного тока. Видно, что соответствие с экспериментом не очень хорошее.

Термостимулированная туннельная эмиссия с ГУ. В работах [281 -283] рассчитывалась вероятность термостимулированной полевой ионизации ГУ через виртуальные уровни в запрещенной зоне полупроводника. Этот эффект является разновидностью эффекта Франца – Келдыша. В рамках этого механизма можно записать:

$$\tau_g(\Xi) = \tau_{g0} \cdot \exp[(E_i / kT) - \wp \Xi^2] \quad (4.45)$$

$$\wp = \frac{1}{24} \cdot \frac{(q\hbar)^2}{m^*(kT)^3} \cdot \left[1 + \frac{(E_i - B)kT}{A^2} \right]^3 \quad (4.46)$$

Здесь A и B – параметры многофононных процессов для локального ГУ. Величина A соответствует энергии оптического фонона InAs.

На рис.4.18 показана теоретическая зависимость плотности генерационного тока в рамках термостимулированного опустошения ГУ. Видно, что наблюдается удовлетворительное количественное совпадение теории и эксперимента.

Модель локальных неоднородностей уровня легирования InAs. Предположим, что в ОПЗ полупроводника присутствуют локальные области с повышенным уровнем легирования, через которые может протекать туннельный ток. В работе [277] рассматривалась такая модель. Эта модель была применена для объяснения плотности генерационного тока, показанного на рис.4.8(г). На рис.4.19 показана теоретическая кривая, когда микрон неоднородности составляют примерно 1% от площади полевого затвора МДП-структуры. Туннельный ток рассчитывался с использованием формул, приведенных в § 4.4. Видно, что соответствие с экспериментом нельзя считать хорошим.

Стимулированную электрическим полем генерацию неосновных носителей тока можно наблюдать с помощью ВФХ МДП-структур. На рис.4.20 показаны типичные ВФХ, измеренные при линейной развертке напряжения на затворе МДП-структуры.

При обедняющих потенциалах емкость МДП-структуры проходит через минимум. Подъем емкости слева от минимума связан с процессом термостимулированной инжекции через ГУ. Ранее в главе 2, посвященной математическому моделированию ВФХ было показано, что на ВАХ без учета полевой зависимости эмиссии носителей заряда с ГУ подъем емкости при обедняющих и инвертирующих потенциалах не наблюдается. Это следует, например из рис.2.11.

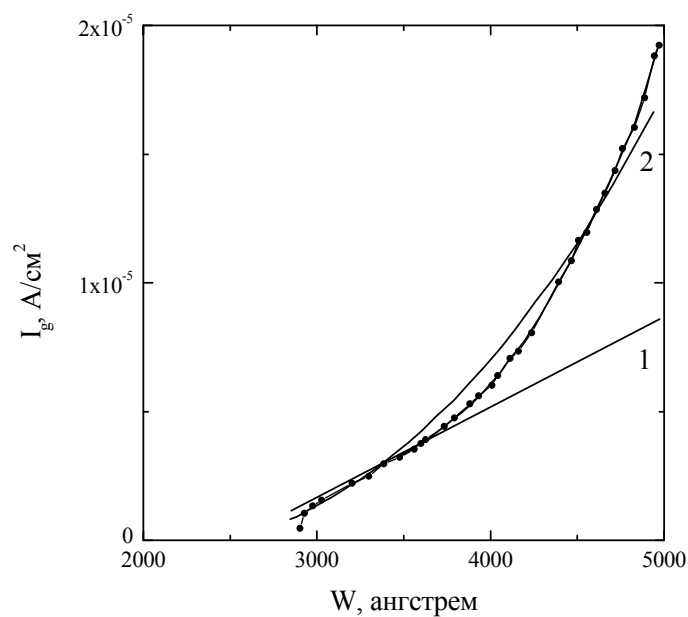


Рис.4.17. Результаты расчета плотности генерационного тока от толщины ОПЗ в рамках модели туннельной эмиссии подвижных носителей с ГУ (кривая 2). Кривая 1 – без учета влияния электрического поля.

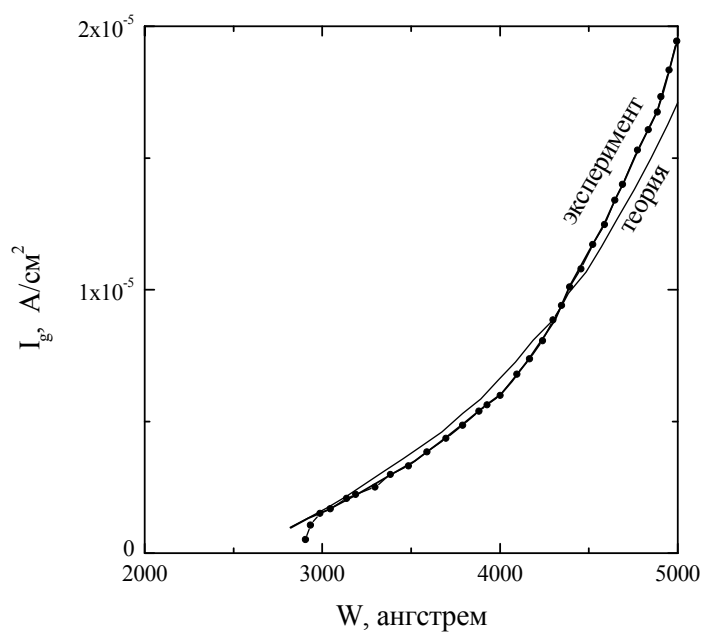


Рис.4.18. Сравнение с экспериментом зависимости плотности генерационного тока от толщины слоя обеднения в рамках модели термостимулированного туннельного тока.

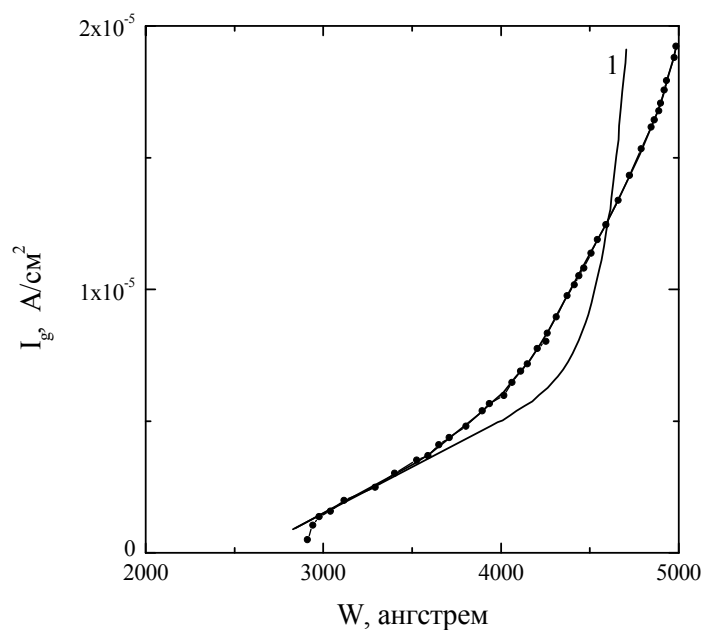


Рис.4.19. Влияние локальных микронеоднородностей уровня легирования на зависимость плотности генерационного тока от толщины ОПЗ InAs.

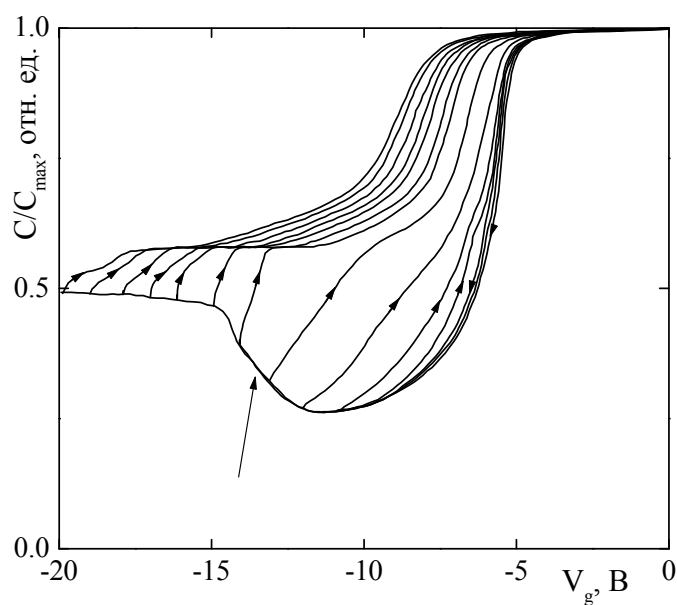


Рис.4.20. Проявление полевой зависимости генерационного тока на высокочастотной ВФХ типичной МДП-структуры (частота 16 кГц), измеренной при температуре 77 К (подъем емкости в области стрелки). Серия кривых показывает развитие гистерезиса ВФХ при обратном проходе ВФХ (обратный проход осуществлялся от разных величин отрицательных смещений на затворе МДП-структуры). Скорость развертки при записи ВФХ составляла 0,44 В/с.

§ 4.6. Шумы в МДП-структурах при неравновесном импульсном обеднении.

При расчете пороговых характеристик ПЗИ-фотоприемников для оценки среднеквадратичной флуктуации темнового и фонового заряда, вызванной дробовым характером генерационного тока, обычно пользуются соотношением [284]:

$$\overline{\Delta N^2} = \overline{N} \quad (4.47)$$

где $\overline{\Delta N^2}$ - среднеквадратичная флуктуация накопленных носителей; \overline{N} - среднее количество накопленных носителей. Использование этого соотношения основано на предположении, что процесс генерации является пуассоновским. Это означает, что темп генерации остается постоянным в процессе накопления заряда в МДП-структуре. Строго говоря, такое предположение справедливо лишь при малой величине накопленного заряда, когда он не оказывает заметного влияния на толщину слоя неравновесного обеднения. В процессе релаксации МДП- структуры накопление заряда в инверсионном слое полупроводника приводит к уменьшению толщины слоя обеднения и, соответственно, к изменению темпа генерации. Это означает, что вероятность генерации неосновных носителей в конкретный момент времени зависит от суммарного числа предыдущих актов генерации, т.е. процесс генерации нельзя считать пуассоновским.

В работе [285] рассматривается простейшее обобщение пуассоновского процесса на случай когда вероятность очередного перехода структуры в новое состояние связана с темпом генерации и зависит только от текущего состояния структуры. В результате рассмотрения физической системы в модели марковского процесса приводятся формулы для расчета среднеквадратической флуктуации накопленного заряда в МДП-структуре. Величину флуктуации напряжения шума можно представить в виде:

$$\delta U_{ш} = \frac{\delta \varphi_s}{\delta N} \delta N \quad (4.48)$$

где $\delta \varphi_s$ и δN - величины флуктуаций поверхностного потенциала и числа накопленных частиц в инверсионном слое за счет генерации носителей заряда. Величину поверхностного изгиба зон можно записать в виде:

$$\varphi_s(N) = \frac{V_k}{2} + V_o - \frac{q\bar{N}}{C_o} - \sqrt{V_k \left(V_o - \frac{q\bar{N}}{C_o} + \frac{V_k}{4} \right)} \quad (4.49)$$

Здесь $V_k = 2\varepsilon_o\varepsilon_s N_d q S^2 / C_o^2$; $C_o = C_n C_{ox} / (C_n + C_{ox})$; S - площадь МДП-структуры, V_o - амплитуда импульса инжекции, \bar{N} - заряд, накопленный в инверсионном слое. Рабочую формулу для вычисления среднеквадратичного значения (СКО) шума МДП-структуры можно представить в виде:

$$U_{ш} = -\frac{q}{C_o} \left[\frac{\frac{V_k}{2} + V_o - \frac{q\bar{N}}{C_o}}{2\sqrt{V_k \left(\frac{V_k}{4} + V_o - \frac{q\bar{N}}{C_o} \right)}} - 1 \right] \sqrt{\int_0^{\tau_n} \frac{J^2(\tau_n)}{J(t)} dt} \quad (4.50)$$

Здесь τ_n – время накопления, J -суммарная плотность генерационных токов.

Величину напряжения шума в эксперименте измеряли как: $U_{ш} = \frac{\sum_{m=1}^M U_m}{M-1}$ где U_m – мгновенное значение шума для данной выборки, M – число выборок.

Измерения СКО шума проводили по схеме, показанной на рис.4.21. Эта схема преобразует непрерывную временную зависимость сигнала на входе МДП-структуры в дискретную последовательность отсчетов, пропорциональных накопленным зарядам за интервалы времени, определяемые заданным временем накопления. В схеме реализован принцип двойной коррелированной выборки (ДКВ). Суть ДКВ заключается в следующем: пусть имеется 1/f шум, часто имеющаяся при реализации электронных схем наводка 50 Гц, или другая медленная помеха и полезный импульсный сигнал ~ 10 мкс. Перед приходом импульса значение помехи запоминается и затем вычитается из суммарного сигнала в момент появления импульса. При вычитании помеха подавляется, поскольку она не изменяется за время длительности сигнального импульса. В схеме элементы (C_1 ; K_2) представляют схему дискретно - временного дифференцирования, элементы (C_2 ; K_3) представляют схему выборки - хранения. При замыкании ключа K_2 емкость C_1 заряжается до напряжения помехи. Перед приходом сигнала ключ K_2 размыкается, и на вход усилителя поступает сигнал, из которого вычтена помеха. Ключ K_3 подключает емкость C_2 к выходу усилителя - ограничителя (полоса частот предусилителя \sim

10 мГц) и на ней, после размыкания ключа K_3 запоминается напряжение, пропорциональное считанному заряду. Методически СКО шума МДП-структуры определяли по пяти выборкам (1024 реализации в каждой) с заданными величинами постоянного смещения, импульса инжекции и времени накопления. Два усилителя обеспечивали общий коэффициент усиления измерительного тракта – 1500. Величины отдельных выборок регистрировались на дифференциальном входе АЦП (12 разрядов, 1 мкс) анализатора спектров IN1212 (Франция). Через минимальное время после измерения СКО (секунды) выключали импульс инжекции и повторяли измерения при подключенной МДП-структуре без снятия постоянного инвертирующего смещения. СКО шума определяли как корень квадратный из разности квадратов полученных значений СКО шума. Величина шума установки в процессе измерений в течение длительного времени (часы) составляла величину 6,8-7,5 мкВ, приведенных ко входу. Эта методика позволяла измерить СКО шума ПЗИ-элемента приведенного ко входу на уровне 1 мкВ, с точностью не хуже 50%. Такая величина шума по оценкам составляет 75 носителей заряда в потенциальной яме МДП-структуры. Рассмотрим подробнее шум электронного тракта в соответствии с упрощенной схемой входной измерительной части. Основной вклад в собственный шум схемы обработки сигналов будет вносить тепловой шум усилителя-ограничителя и шум входного транзистора T_1 , расположенного в холодной части криостата. Шумовое напряжение входного ключа K_1 , пропорциональное $(KT/C)^{1/2}$, эффективно подавляется второй коррелированной выборкой C_1K_2 . Тепловой шум усилителя - ограничителя в полосе 1 мГц (полоса определяется строб-детектором) по оценкам составляет величину ≈ 4 мкВ. Шумами тракта после усилителя - ограничителя можно пренебречь. Шум транзистора T_1 составляет величину $\sim 2,5 \text{ нВ}/\sqrt{\text{Гц}}$. Оценки в полосе частот 1 мГц с учетом понижения температуры до 80 К (транзистор в холодной части криостата) дают величину СКО шума $\approx 2,5$ мкВ. Общий шум тракта должен составить величину ≈ 5 мкВ, приведенную ко входу. Эта величина сравнима с экспериментальными значениями, реализованными в измерительном стенде (приведены выше).

Все исследованные элементы можно разделить на два типа. Это нормальные и аномальные элементы. У нормальных элементов шум

определяется заполнением потенциальной ямы носителями заряда за счет процессов темновой генерации в определяющей степени тепловой природы и внешним фоном (падающее на элемент ИК-излучение). Главным критерием нормальности элемента является спектральный состав шума, близкий к “белому” пуассоновскому шуму. У аномальных элементов величина шума существенно выше и плохо коррелирует с заполнением потенциальной ямы ПЗИ-элемента носителями заряда. В спектральном составе шума явно прослеживается компонента $1/f$.

На рис.4.22 показана зависимость СКО шума от времени накопления для двух типичных нормальных элементов и теоретическая зависимость. На кривых хорошо прослеживается максимум шума, соответствующий примерно 55% заполнению потенциальной ямы элемента зарядами. Наличие максимума на зависимости достаточно хорошо согласуется с теоретическими представлениями о шуме ПЗИ-элемента. Стрелкой на рисунке показан процент заполнения потенциальной ямы ПЗИ-элемента темновыми носителями тока. В области малых времен накопления экспериментальные значения шума превышают теоретические более чем в три раза. Расхождение теории и эксперимента в этой области можно уменьшить, если учесть наличие избыточного генерационного тока, показанное на кривых Цербста (рис.49 г).

На рис.4.23 показана температурная зависимость СКО шума. В области температур 80-120К СКО шума возрастает незначительно, что соответствует почти пустой потенциальной яме ПЗИ-элемента. В области температур 130-165К шум увеличивается примерно на порядок и при дальнейшем увеличении температуры снижается. Теоретическая температурная зависимость величины шума (1) качественно коррелирует с экспериментальными результатами. Пунктирная кривая (2) рассчитана с помощью экспериментальной таблицы избыточных величин генерационных токов при малых временах накопления в соответствии с кривой (1) на рис.4.8 г. Такое описание, несмотря на хорошее совпадение с экспериментальными результатами нельзя считать точным. В теоретической модели требуется корректно учесть избыточные токи, обусловленные термостимулированными процессами генерации в электрических полях.

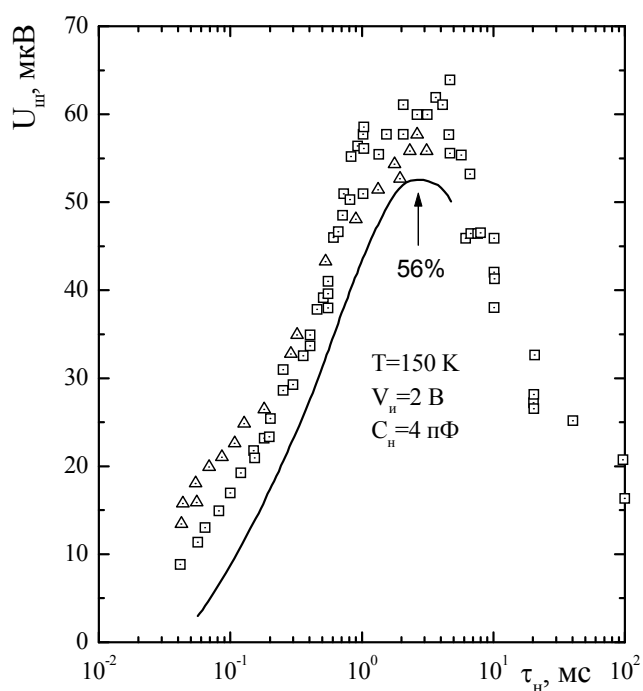


Рис.4.22. Зависимость СКО шума от времени накопления для двух типичных нормальных элементов ФП-линейки, площадью $4 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$, измеренные в отсутствии засветки после формирования затвора, но без подсоединения металлической разводки. Сплошная линия - теоретическая зависимость, полученная при следующих параметрах: $\tau_g = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, $d_{ox} = 120 \text{ нм}$, $L_d = 5 \text{ мкм}$, $N_d = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Параметры при измерениях $T = 150 \text{ К}$, $V_{и} = 2 \text{ В}$, $C_{и} = 4 \text{ пФ}$.

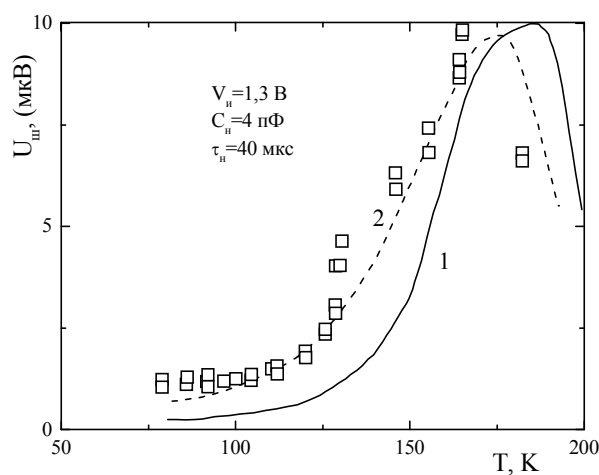


Рис.4.23. Температурная зависимость СКО шума типичного нормального элемента ФП-линейки. Сплошная линия - результаты теоретического расчета. Пунктирная кривая - полуэмпирическая расчетная зависимость, учитывающая избыточные токи, показанные на рис.4.8 г.

При понижении температуры тепловые генерационные токи в ОПЗ полупроводника резко уменьшаются. Проследим как будет изменяться шум ПЗИ-элемента при заполнении потенциальной ямы фоновым потоком ИК излучения при изменении времени накопления. На рис.4.24 изображены экспериментальные и теоретические зависимости среднеквадратичного напряжения шума от времени накопления для нормального ФП-элемента при температуре 120К. При этой температуре термически активированные процессы генерации подавлены, и вклад в шум дают только носители тока, генерированные фоновым потоком излучения. Видно хорошее соответствие с теоретическими расчетами (сплошная линия). Стрелками на рисунке показан процент заполнения потенциальной ямы ПЗИ- элемента носителями заряда. Величина накопленного заряда в ПЗИ-элементе пропорциональна времени накопления (τ_n). Хорошее соответствие экспериментальной зависимости $U_{ш} \sim \tau_n^{1/2}$ показывает, что ПЗИ-элементы находятся в режиме ограничения флуктуациями фона.

Спектральный состав шума измерялся на типичных элементах линеек и матриц, изготовленных по технологии А, в диапазоне времен накопления 40 мкс - 5 мс. Для расчета спектральной мощности шумового сигнала использовался алгоритм быстрого преобразования Фурье с последующей сверткой в полосе частот $1/\tau_n$. Спектральное окно выбрано в форме прямоугольника. Спектр шума накапливался в ЭВМ и получен усреднением 5 реализаций по 1024 выборкам в каждой. Массив чисел, введенный в ЭВМ, подвергался дискретному преобразованию Фурье для получения спектральной плотности шума. Быстрое преобразование Фурье проводилось с помощью пакета программ LABTECH NOTEBOOK (Laboratory Technologies Corporation). Дополнительно проводилось интегрирование спектра для получения СКО шума. Все исследованные ПЗИ- элементы можно разделить на два типа. Первый тип, (>90% всех элементов линеек и матриц), соответствовал представлению о “белом” шуме ПЗИ-элемента при неравновесном импульсном обеднении (нормальные элементы).

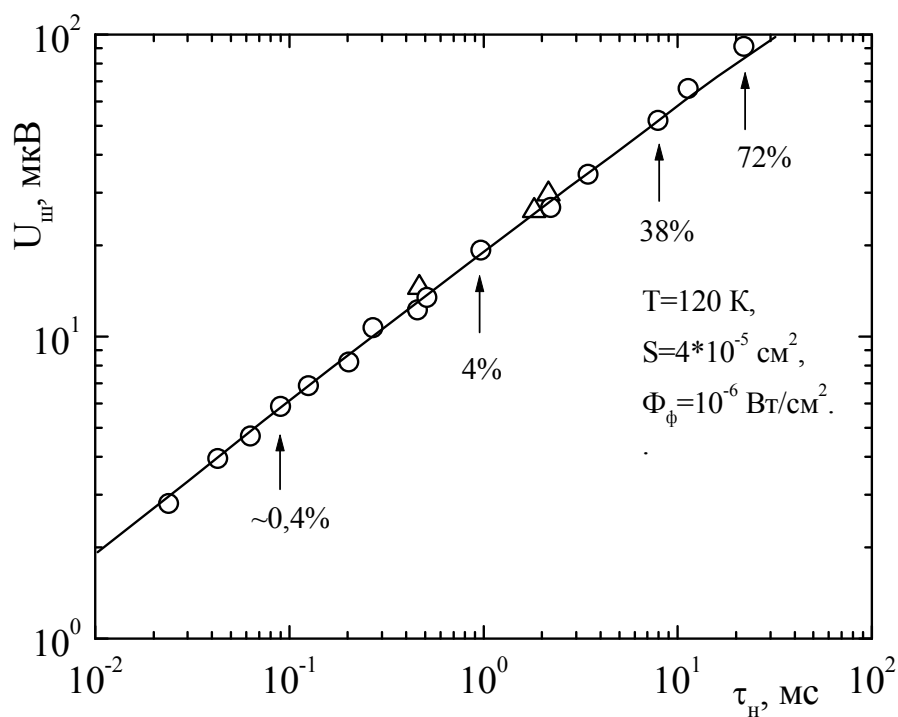


Рис.4.24. Зависимость СКО-шума от времени накопления, измеренная на ФП-элементах линейки (кружки) при освещении немодулированным потоком (поток фона). Треугольниками показаны, измеренные величины шума на ФП-элементах в составе модуля ФПУ 2x128 при трех временах накопления: 0,65, 1,3 и 2,6 мс. Сплошная линия – теоретическая кривая. Температура 120 К, $\Phi_\phi = 1 \cdot 10^{-6} \text{ Вт/см}^2$.

На рис.4.25 показан типичный спектральный состав шума при времени накопления 1,3 мс. Другой тип элементов, у которых величина СКО шума в несколько раз превышает величину шума нормальных элементов, мы называем аномальными. Спектральный состав шума аномального элемента показан на рис.4.26. Спектр характеризуется появлением $1/f$ шума, поднимающего низкочастотную часть спектра. Детальная картина формирования $1/f$ не вполне понятна, однако две причины нами по косвенным признакам установлены. Это локальные утечки в МДП-структурах и ухудшение контакта между затвором ПЗИ- элемента и индиевым столбиком.

Выше отмечалось, что при увеличении амплитуды импульса появляется избыточная компонента, связанная с туннелированием зона - зона.

На рис.4.27 показаны расчетные зависимости СКО шума от времени накопления. При учете туннелирования (кривая 2), при малых временах (10-100 мкс), появляется плато избыточного шума, связанного с включением туннельного тока. При больших временах туннельный ток становится меньше тепловых генерационных токов, текущих в ОПЗ, и механизм формирования тока обычный - тепловой.

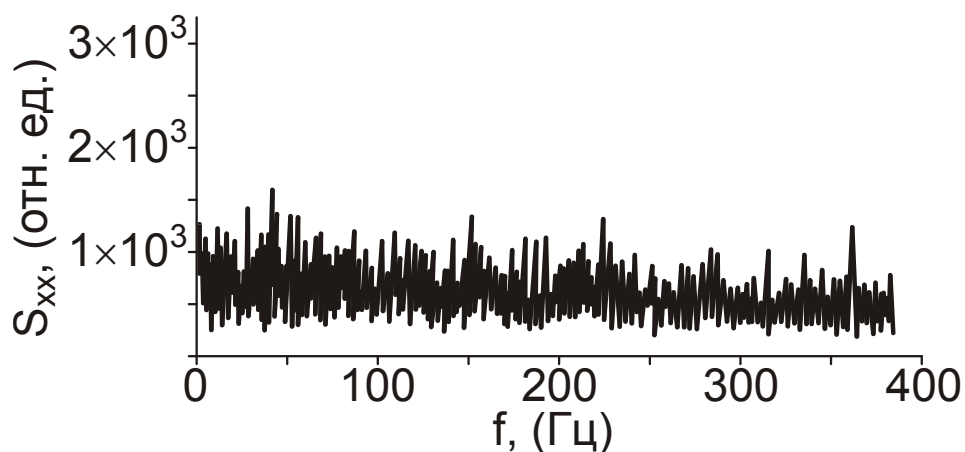


Рис.4.25. Спектральный состав шума нормального элемента, измеренный при температуре 120 К и времени накопления 1,3 мс в отсутствии фоновой засветки. Величина СКО шума, полученная интегрированием спектральной зависимости шума составляет величину 13 мкВ (на нагрузочной емкости).

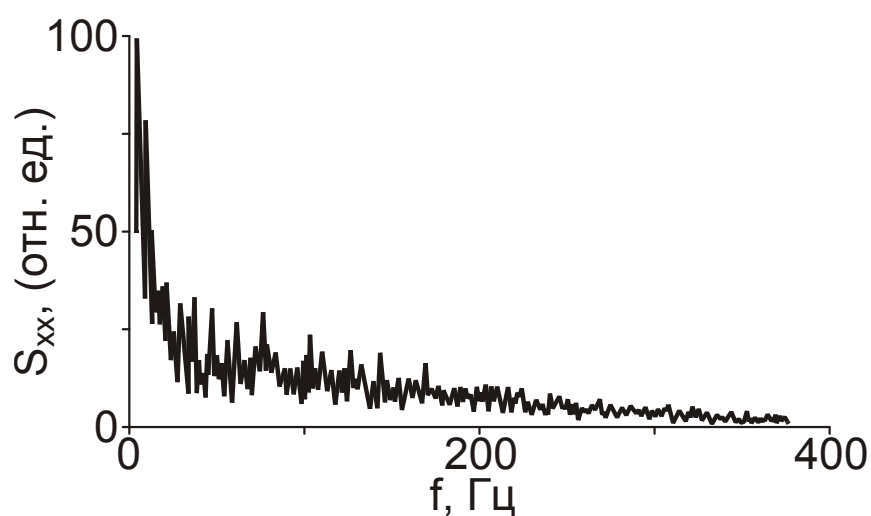


Рис.4.26. Спектральный состав шума аномального элемента, измеренный при температуре 120 К и времени накопления 1,3 мс в отсутствии фоновой засветки. Величина СКО шума, полученная интегрированием спектральной зависимости шума составляет величину 43 мкВ (на нагрузочной емкости).

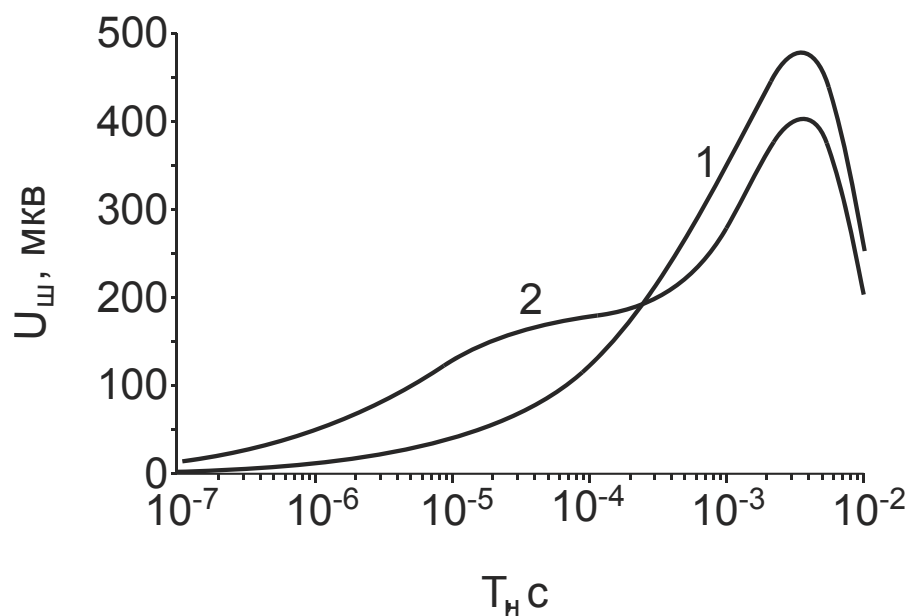


Рис.4.27 Теоретические зависимости СКО шума (на МДП-структуре) от времени накопления в отсутствии освещения. Здесь (1) - теоретическая зависимость в отсутствие туннелирования зона-зона, (2) - учет туннелирования. Расчет проведен при следующих параметрах: $T=150$ К, $S=3,3 \cdot 10^{-5}$ см², $V_{и}=12$ В, $C_{н}=50$ пФ, $N_d=3 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $L_d=5$ мкм, $\tau_g=3 \cdot 10^{-8}$ с.

Основные результаты и выводы главы 4.

1. Получены основные закономерности протекания токов в ОПЗ InAs при неравновесном импульсном обеднении.

2. Показано, что процесс релаксации поверхностного потенциала при неравновесном импульсном обеднении во времени происходит в несколько раз быстрее при поддержании постоянного заряда на затворе МДП-структуры по сравнению с режимом поддержания постоянного напряжения на затворе МДП-структуры.

3. Из анализа температурных зависимостей плотности токов текущих в ОПЗ InAs получены величины диффузионных потоков поступающих в ОПЗ полупроводника из квазинейтрального объема и величины токов, связанных с генерацией неосновных носителей через ГУ, локализованные вблизи середины запрещенной зоны InAs. Получена величина диффузионной длины неосновных носителей тока, равная 5-6 мкм.

4. Обнаружен избыточный генерационный ток, текущий в ОПЗ InAs в начальный момент времени после приложения импульса неравновесного обеднения, связанный с процессом термостимулированной ионизации ГУ в электрическом поле. Стимулированную электрическим полем ионизацию ГУ также можно наблюдать при записи ВЧ ВФХ МДП-структур в виде увеличения емкости при переходе ОПЗ от обеднения к инверсии. Выявлены условия протекания туннельного тока в ОПЗ InAs и показано, что при типичной концентрации донорной примеси $\sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ плотность туннельного тока зона-зона превышает плотность тока термической генерации неосновных носителей при амплитудах импульса инжекции $> 6 \text{ В}$.

5. Экспериментально установлено, что существуют два типа МДП-структур, различающихся характером шума при неравновесном импульсном обеднении. Первый тип нормальных структур имеет частотный спектр шума близкий к “белому”, но отличается от пуассоновского процесса тем, что вероятность генерации неосновных носителей в произвольный момент времени зависит от суммарного числа предыдущих актов генерации. Второй тип аномальных структур имеет избыточную компоненту $1/f$ шума, а СКО

напряжения шума может превышать в несколько раз шум нормальных структур.

6. Предельно достижимый в экспериментах шум МДП-структур при неравновесном импульсном обеденении соответствовал 75 неосновным носителям, накопленным в приповерхностной области арсенида индия.

Глава 5 Гистерезисные явления в МДП-структурах.

Существует два типа гистерезиса ВФХ МДП-структур. Один тип гистерезиса ВФХ связан с неравновесным обеднением и обсуждался в § 2.4. При линейной развертке напряжения он проявляется на ВФХ в виде движения по кривой соответствующей неравновесной емкости обедненного слоя (при изменении напряжения по направлению к инверсии), как показано на рис.4.20 и с выходом емкости на уровень, соответствующий равновесному слою инверсии при обратном ходе напряжения.

Другой тип гистерезиса связан с захватом носителей заряда на ловушки переходного слоя, локализованные в диэлектрике. Такой тип гистерезиса проявляется в смещении ВФХ в сторону отрицательных смещений и соответствует накоплению положительного заряда в МДП-структуре при увеличении напряженности электрического поля, как показано на рис.4.20. Захват носителей в диэлектрик рассматривался, например, в работах [227, 286-288]

§ 5.1. Гистерезис вольтфарадных характеристик МДП-структур.

Ранее отмечалось, что при любых способах изготовления МДП-структур на InAs на высокочастотных вольтфарадных характеристиках при низких температурах появляется гистерезис инжекционного типа. С приборной точки зрения эффект образования гистерезиса является вредным, поскольку приводит к формированию неустойчивости электрических параметров фотоприемных устройств, в частности, к неконтролируемому изменению рабочего смещения под действием электрических полей. Высокочастотные малосигнальные ВФХ измеряли на частоте 1 мГц при амплитуде тестового сигнала ~ 5 мВ в диапазоне температур 77-200 К. Амплитуду пилообразного напряжения развертки варьировали в диапазоне 20 –100 В при временах развертки ~ 50 с. Напряжение гистерезиса измеряли на уровне плоских зон. На рис.5.1 показаны типичные ВФХ МДП-структур (изготовлены по технологии А), которые отражают основные зависимости величины гистерезиса от температуры ($a-e$) и напряженности электрического поля ($z-e$). Правая ветвь первого прохода

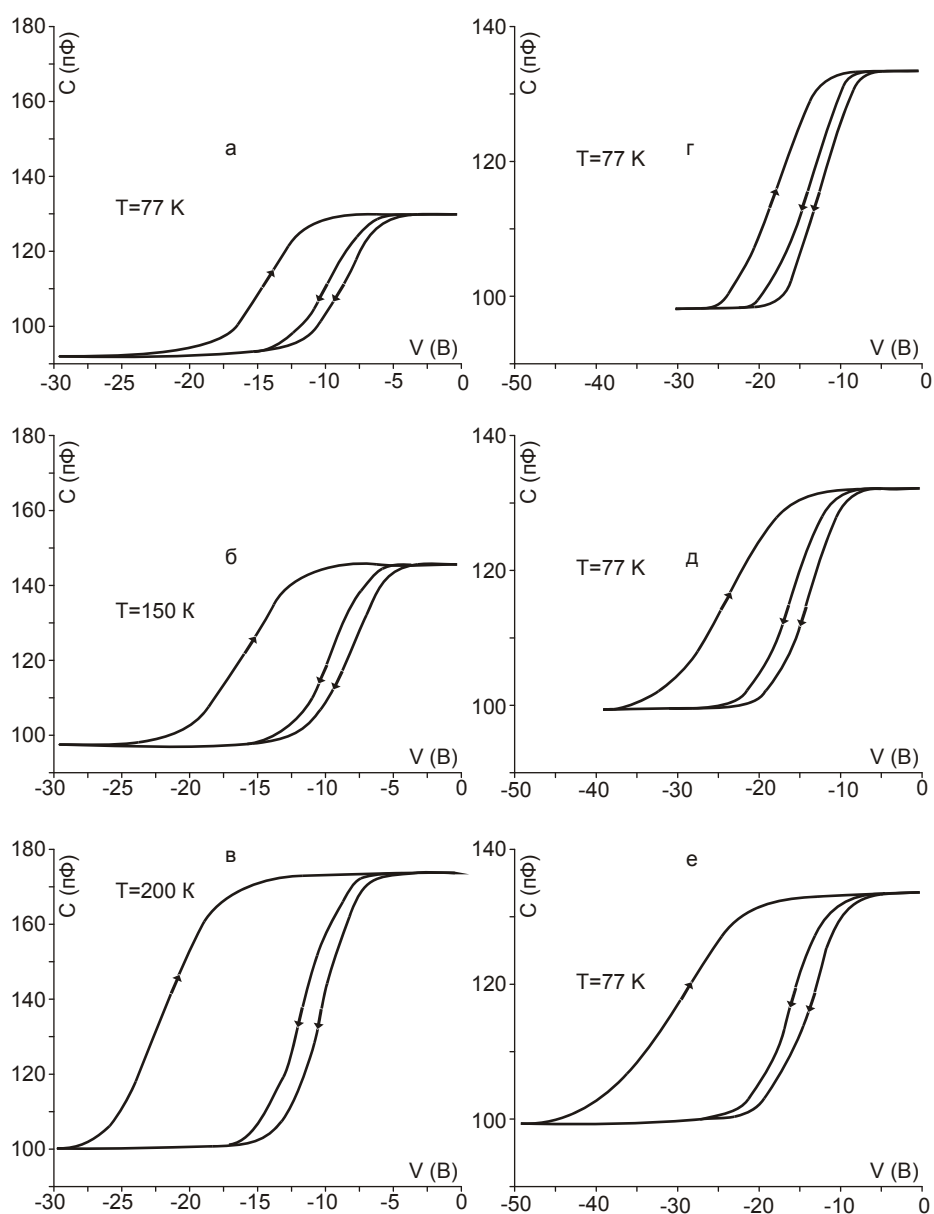


Рис.5.1. Температурные (а-в) и полевые (г-е) зависимости гистерезиса ВФХ МДП-структуры.

нестабильна и устанавливается после одного контура обхода ВФХ в сторону инвертирующих напряжений, смещаясь в область отрицательных смещений на величину $\sim 0,5$ В. Направление петли обхода свидетельствует о накоплении в переходном слое заряда положительного знака. Поскольку положительный заряд в электрическом поле может также накапливаться в SiO_2 , были проведены контрольные измерения ВФХ МДП-структур, изготовленных с тем же диэлектриком SiO_2 на полированных кремниевых подложках КЭФ-4,5 с ориентацией $\langle 100 \rangle$.

На рис.5.2 показано развитие гистерезиса ВФХ МДП-структур на кремнии. В области температур 77-200 К гистерезис ВФХ МДП-структур практически отсутствовал, что свидетельствует об отсутствии заметного захвата в диэлектрике SiO_2 и, соответственно, об отсутствии выраженного переходного слоя вблизи границы раздела кремний – двуокись кремния. При комнатной температуре и выше наблюдался гистерезис ионного (поляризационного) типа с изменением направления контура обхода ВФХ. Эти эксперименты подтверждают справедливость предположения об определяющем влиянии переходного слоя в МДП-структурах на InAs на величину гистерезиса.

С ростом температуры и приложенного напряжения величина гистерезиса ВФХ МДП – структур на InAs увеличивается. Экспериментальная зависимость захваченного заряда от напряжения находилась из ВФХ как произведение емкости диэлектрика (максимальная емкость МДП-структуры) на разницу напряжения плоских зон при прямом и обратном проходе $C-V$ кривой.

На рис.5.3 и рис.5.4 показаны зависимости величины захваченного заряда от температуры и приложенного смещения (кружки). Температурная зависимость захваченного заряда имела характерную энергию активации ~ 25 -30 мВ. Появление гистерезиса также не может быть связано с перезарядкой медленных поверхностных состояний, поскольку при напряжениях $> |20|$ В уровень Ферми заходит в валентную зону на величину энергии \sim нескольких kT , и поэтому изменение инверсионного изгиба зон за счет электрического поля или температуры не должно влиять на величину заряда на поверхностных состояниях. Для объяснения экспериментальных результатов используем модель туннельного захвата дырок из инверсионного слоя InAs в переходную

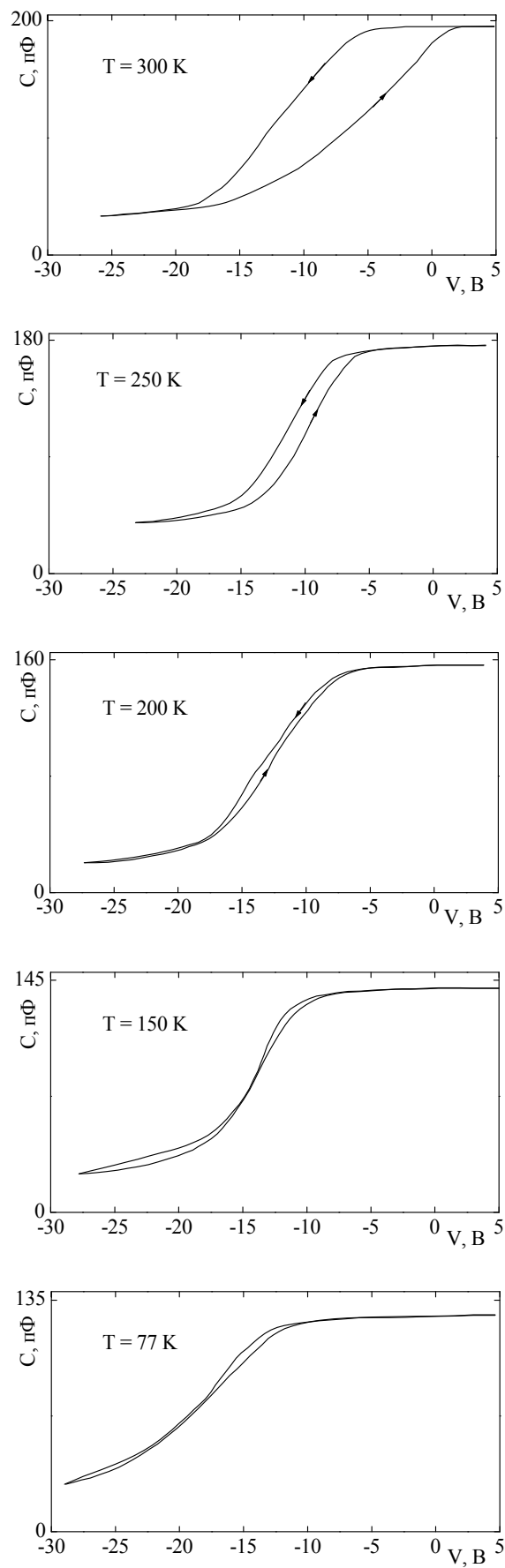


Рис.5.2. Температурные зависимости гистерезиса ВФХ МДП-структур на Кремнии.

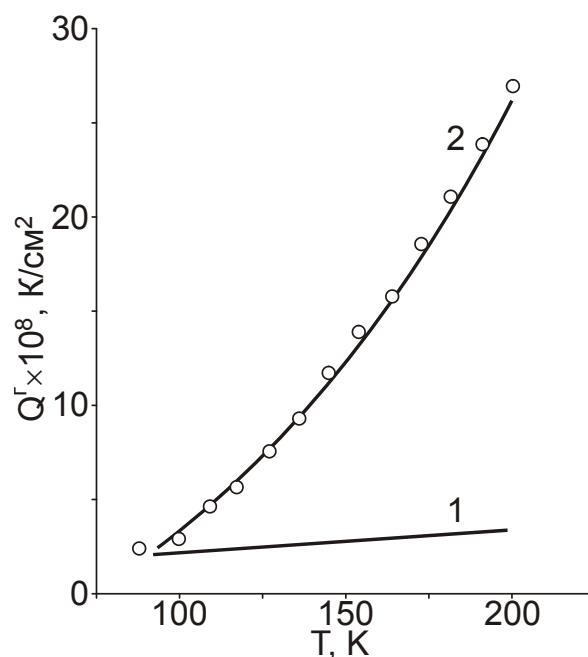


Рис.5.3. Температурная зависимость величины гистерезиса типичной МДП-структуры. Здесь кружки – экспериментальная зависимость; 1 – теоретическая зависимость с учетом температурной зависимости ширины запрещенной зоны переходного слоя; 2 – теоретическая зависимость, полученная при учете температурной зависимости сечения захвата. Параметры расчета: $\Phi_p=3,1$ эВ; $E_{gn}=4$ эВ; $m^*=0,7 m_0$; $X_0=3$ нм; $N_0=10^{20} \text{ см}^{-3}$; $\sigma=10^{-17} \text{ см}^2$ (при $T=77$ К).

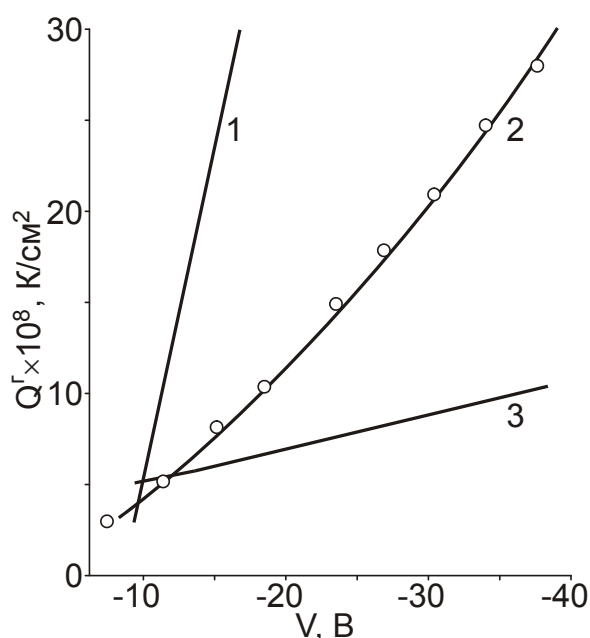


Рис.5.4. Полевая зависимость величины гистерезиса типичной МДП-структуры. Кружки – экспериментальная зависимость. Сплошные линии теоретические зависимости, полученные при следующих параметрах: $E_{gn}=4$ эВ; $m^*=0,7 m_0$; $X_0=3$ нм; $N_0=10^{20} \text{ см}^{-3}$; $\sigma=10^{-17} \text{ см}^2$ (при $T=77$ К). Кривая 1 получена при $\Phi_p=1,6$ эВ, кривая 2 получена при $\Phi_p=3,1$ эВ, кривая 3 получена при $\Phi_p=3,5$ эВ.

область. Ранее такая модель использовалась для объяснения временной и полевой зависимости гистерезиса ВФХ МДП-структур на основе германия, кремния и антимонида индия [227, 244, 286].

§ 5.2. Модель туннельного захвата на ловушки переходного слоя

InAs – диэлектрик.

Рассмотрим МДП-структуру на основе полупроводника n-типа проводимости, зонная диаграмма которой показана на рис.1.2. Предположим, что в переходном слое толщиной d_n , расположены ловушки с концентрацией N_o и равномерным распределением по координате и энергии (это могут быть примесные уровни переходного слоя). Пусть в начальный момент времени ловушки пусты. Приложим отрицательный потенциал к затвору МДП-структуры. Под действием электрического поля неосновные носители, локализованные в инверсионном слое полупроводника, начнут туннелировать через потенциальный барьер на ловушки в переходном слое. Прозрачность потенциального барьера будет определять время перезарядки ловушек:

$$t_p = \tau_o \cdot P_T^{-1} \quad (5.1)$$

где τ_o – постоянная времени; P_T – вероятность туннелирования носителя заряда на ловушку. Вклад в гистерезис будут давать только те ловушки, для которых время перезарядки порядка характерного времени развертки C - V кривой, поскольку более медленные ловушки не будут успевать перезарядаться по мере изменения приложенного напряжения и будут давать вклад в наклон C - V кривой.

Для концентрации дырок p_t , захваченных на ловушки переходного слоя в произвольный момент времени можно записать уравнение:

$$\frac{dp_t}{dt} = \frac{j_t \sigma_t}{q} (N_o - p_t) \quad (5.2)$$

Здесь j_t – плотность туннельного тока, σ_t – сечение захвата, q – заряд электрона. Плотность туннельного тока возьмем в виде (4.38). Подставляя (4.38) в (5.2) и проводя интегрирование по времени, получим:

$$p_t(t) = N_o \int_{x_o}^{d_n} dx \left(1 - \exp \left\{ - \frac{4\pi m_p \sigma_t}{(2\pi\hbar)^3} t \int_0^\infty E P_T(E, x) f(E) dE \right\} \right) \quad (5.3)$$

Здесь d_n , x_o – верхняя и нижняя границы области туннелирования. Интегрирование по координате учитывает распределение ловушек вглубь переходного слоя. Вероятность туннелирования возьмем в ВКБ приближении (4.39), в котором пределы интегрирования распространим от границы раздела $x_o=0$ вглубь переходного слоя. Оценки, проведенные в соответствии с работой [289], показывают, что при толщине переходного слоя ~ 4 нм это приближение дает хорошую точность при высотах барьеров не менее 0,3 эВ. В дальнейших расчетах будем полагать проекции импульсов туннелирующих дырок в направлениях y и z (в плоскости барьера) равными нулю. Пренебрежем для упрощения расчетов силами зеркального изображения, а форму барьера будем считать трапециидальной при приложении электрического поля. Закон дисперсии для дырок в запрещенной зоне переходного слоя возьмем в виде известного выражения двухзонной модели Франца. Тогда компоненту импульса для туннелирующей дырки в направлении, перпендикулярном плоскости барьера можно записать в виде:

$$p_x^2 = 2m^* \left(1 - \frac{\Phi_p - \frac{qV}{d}x}{E_{gn}} \right) \left(\Phi_p - \frac{qV}{d_n}x \right) \quad (5.4)$$

где Φ_p – высота барьера для дырок, m^* – эффективная туннельная масса, d_n – толщина переходного слоя, E_{gn} – ширина запрещенной зоны переходного слоя. Вводя обозначение $\varphi(x) = \Phi_p - \frac{qV}{d}x$ получим аналитическое выражение для P_T в виде:

$$P_T = \exp \left\{ \frac{\sqrt{2m^*} E_g^{3/2} d}{\hbar 2qV} \left[\left(\frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{2\varphi(x)}{E_g} - 1 \right) \right)_0^x + \left(\frac{1}{4} \sin \left(2 \arcsin \left(\frac{2\varphi(x)}{E_g} - 1 \right) \right) \right)_0^x \right] \right\} \quad (5.5)$$

Напряжение, приложенное к затвору МДП-структуры, возьмем в стандартном виде суммы падения напряжения в диэлектрике $V_{ox} = (\varepsilon_s / \varepsilon_{ox}) \cdot E_s$ и полупроводнике φ_s . Здесь напряженность электрического поля на поверхности полупроводника (E_s) есть известная функция изгиба зон на поверхности. Зависимость поверхностного изгиба зон от смещения и температуры была найдена из решения уравнения Пуассона с учетом вырождения и непараболичности зон в InAs. Теоретическая зависимость захваченного заряда

от напряжения и температуры получена из уравнения (5.3).

Вернемся к обсуждению результатов, представленных на рис.5.3 и рис.5.4. Сплошными линиями на рис.5.4 показаны расчетные зависимости при разных высотах барьеров. При симметричном расположении барьеров для электронов (Φ_e) и дырок (Φ_p) наблюдалось сильное расхождение теории и эксперимента (кривая 1). Ослабить полевою зависимость гистерезиса можно введением асимметрии между барьерами. Наибольшее согласие между теоретической и экспериментальной зависимостями можно получить при несимметричных барьерах Φ_e и Φ_p (кривая 2), что приведет к ослаблению полевой зависимости гистерезиса. Дальнейшее увеличение высоты потенциального барьера для дырок (кривая 3) вызывает слишком сильное ослабление полевой зависимости гистерезиса.

Экспериментальная зависимость величины гистерезиса от температуры изображена на рис.5.3 кружками. При расчете учтена температурная зависимость ширины запрещенной зоны InAs и температурная зависимость положения уровня Ферми. Теоретическая зависимость (кривая 1) получена с учетом температурной зависимости высот барьеров. Из измерений туннельных токов в структурах металл - диэлектрик - полупроводник известно, что нужно учитывать зависимость высоты потенциального барьера для туннелирующих электронов от температуры [290]. Расчеты показали, что для объяснения экспериментальной зависимости, необходимо, чтобы температурный коэффициент зависимости ширины запрещенной зоны переходного слоя составлял величину $\approx 4,5 \cdot 10^{-3}$ эВ/К. Однако, по данным разных авторов, для широкозонных полупроводников температурный коэффициент изменения ширины запрещенной зоны не превышает 1 мВ/К. В частности, согласно работе [291], для In_2O_3 температурное изменение ширины зоны составляет величину ≈ 1 мВ/К.

Для объяснения наблюдаемой температурной зависимости мы предполагаем наличие температурной зависимости сечения захвата дырок на ловушки переходного слоя. Представим эту зависимость в виде:

$$\sigma_i = \sigma_0 \exp(-\Delta E / kT) \quad (5.6)$$

Величина энергии активации для разных образцов лежит в пределах 25-35 мВ и близка к энергии оптического фонона InAs. Зафиксируем основные

параметры переходного слоя Φ_p , E_{gn} , m^* , x_o и рассмотрим как изменяется теоретическая кривая захваченного заряда при изменении параметров ловушечных центров. На рис.5.5 показано влияние сечения захвата и концентрации ловушек в переходном слое на величину захваченного заряда (гистерезиса ВФХ). Из семейства кривых 1а, 1б, 1с (рис.5.5) видно, что изменение концентрации ловушек при фиксированной величине сечения захвата $\sigma_t = 10^{-17} \text{ см}^{-2}$ ($T=77 \text{ K}$) значительно влияет на полевую зависимость гистерезиса. Лучшее соответствие теории (сплошные линии) и эксперимента (кружки) достигнуто теоретической кривой 1б при следующих параметрах: $\Phi_p = 3,1 \text{ эВ}$, $E_{gn}=4 \text{ эВ}$, $m^*=0,7m_0$, $d_n=3 \text{ нм}$, $N_0=2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $\sigma_t=10^{-17} \text{ см}^{-2}$. Если мы уменьшим сечение захвата до величины $\sigma_t=10^{-18} \text{ см}^{-2}$ при температуре 77 К, то из семейства кривых 2а, 2б, 2с (рис.5.5) видно, что теоретическую кривую можно достаточно хорошо совместить с экспериментальной кривой при концентрации ловушек $\sim 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. При выборе сечения захвата $\sigma_t=10^{-16} \text{ см}^{-2}$ вариацией концентрации ловушек не удастся достичь удовлетворительного соответствия теории и эксперимента, поскольку на кривых захвата (3а и 3б) при концентрациях ловушек ниже 10^{20} см^{-3} видно начало насыщения кривых. Выход кривых на плато свидетельствует о том, что все ловушки заполнены и дальнейшее увеличение напряжения не приводит к росту гистерезиса.

Таким образом, границы изменения параметров ловушек, позволяющих получить согласие между теоретическими и экспериментальными кривыми, можно принять в интервале $N_0=10^{20}-10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $\sigma_t = 10^{-17}-10^{-18} \text{ см}^{-2}$.

Величина гистерезиса слабо зависела от типа химической обработки поверхности арсенида индия в кислотных и щелочных травителях. На разных образцах концентрация ловушек варьировалась в пределах $1,5 \cdot 10^{19}-10^{21} \text{ см}^{-3}$. На образцах, изготовленных по оптимизированной технологии (А), плотность ловушек можно было воспроизводимо получить на уровне $(1,5-2) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

На рис.5.6 показано влияние некоторых технологических обработок поверхности InAs перед нанесением диэлектрика на величину гистерезиса. На концентрацию ловушек в переходном слое влиял высокотемпературный отжиг пластин арсенида индия в атмосфере водорода при температуре 400°C в течение 30 мин перед нанесением подзатворного окисла SiO_2 .

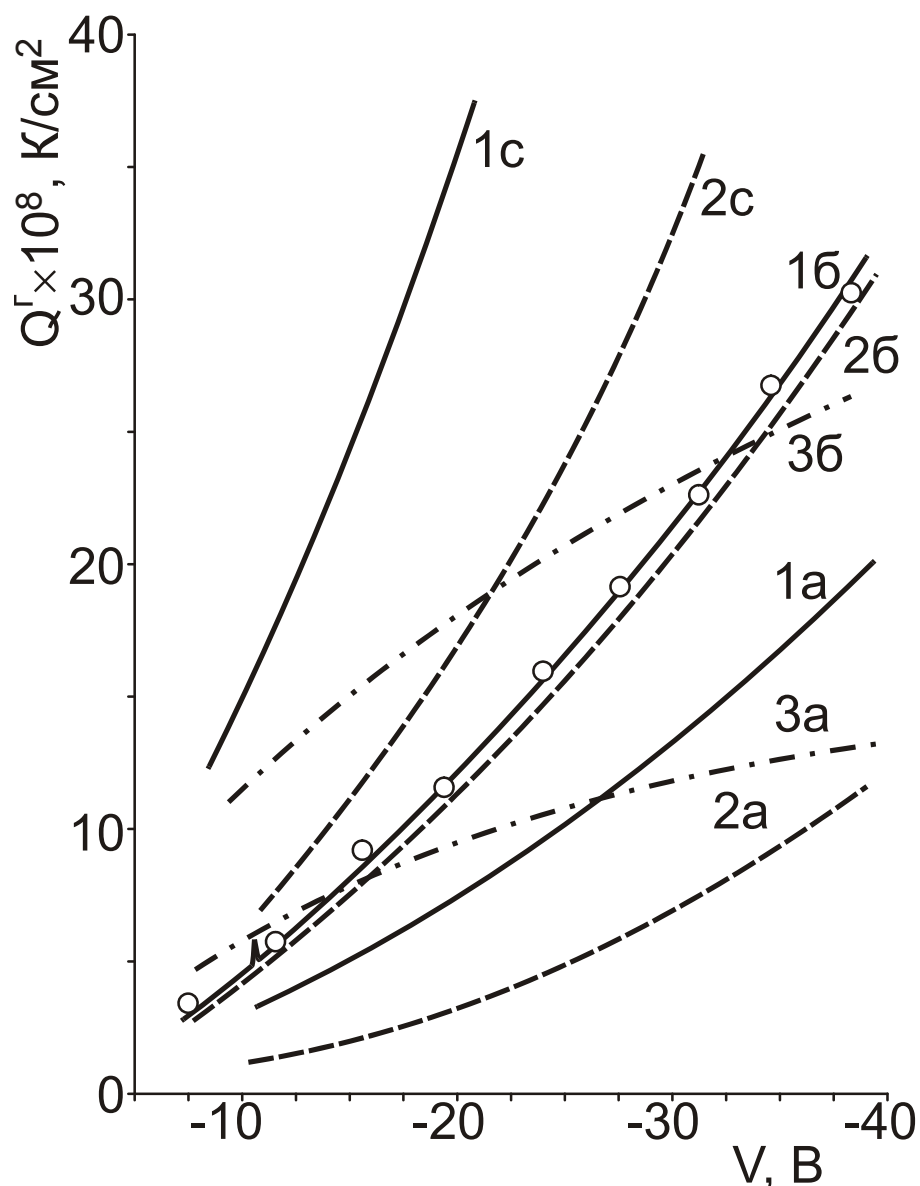


Рис.5.5. Экспериментальная зависимость (кружки) и теоретические кривые гистерезиса МДП-структуры. Теоретические кривые получены при $\Phi_p=3,1$ эВ; $E_{gn}=4$ эВ; $m^*=0,7 m_o$; $X_o=3$ нм. Сплошные линии для $\sigma=10^{-17}$ см² и разных концентраций ловушек $N_o=10^{20}$ см⁻³ (кривая 1а), $N_o=2 \cdot 10^{20}$ см⁻³ (кривая 1б), $N_o=10^{22}$ см⁻³ (кривая 1с). Пунктирные кривые для $\sigma=10^{-18}$ см² и разных концентраций ловушек $N_o=5 \cdot 10^{20}$ см⁻³ (кривая 2а), $N_o=2 \cdot 10^{21}$ см⁻³ (кривая 2б), $N_o=4 \cdot 10^{21}$ см⁻³ (кривая 2с). Штрих-пунктирные кривые для $\sigma=10^{-16}$ см² и разных концентраций ловушек $N_o=4 \cdot 10^{19}$ см⁻³ (кривая 3а), $N_o=8 \cdot 10^{19}$ см⁻³ (кривая 3б).

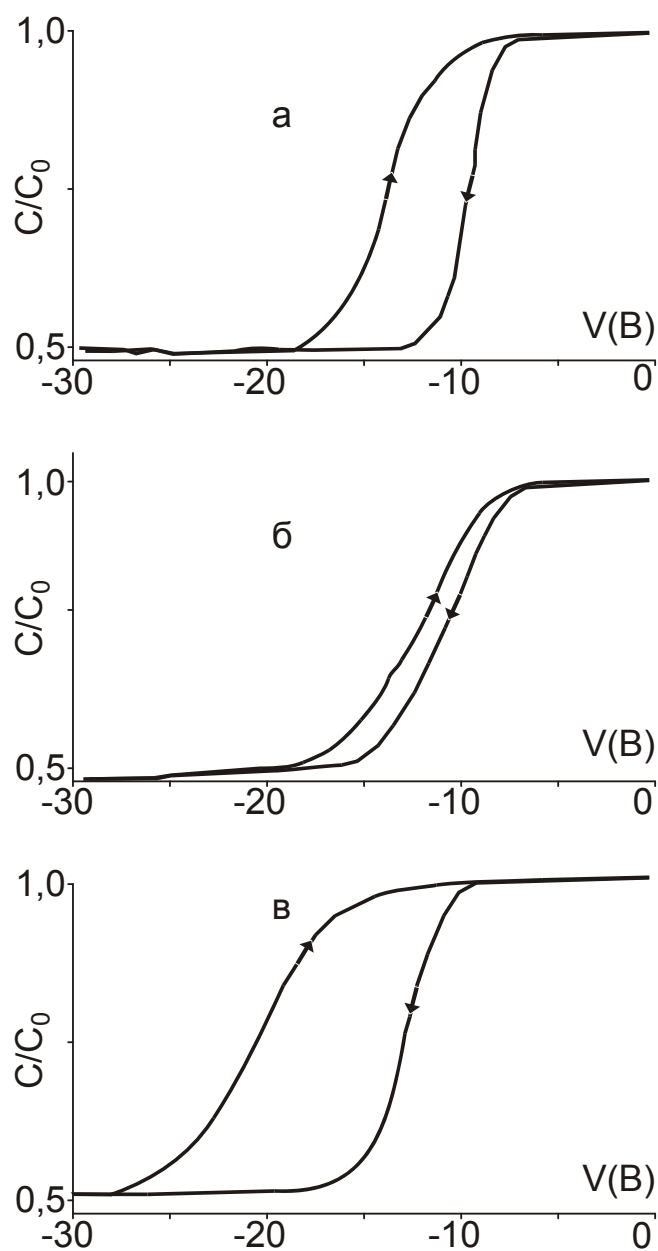


Рис.5.6. ВФХ МДП-структур при разных способах обработки поверхности InAs. Здесь: а - травление в кислотном травителе на основе молочной кислоты (технология А). б - термообработка в водороде при температуре 400° С в течение 30 мин. в - термообработка в кислороде при температуре 400° С в течение 3 часов.

На разных образцах плотность ловушек составляла $(1-5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при величине сечения захвата $(1-4) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$. Можно предположить, что при отжиге в водороде происходит обеднение поверхности и остаточного окисла (переходной слой) мышьяком и его окисными формами. Отжиг в кислороде, наоборот, увеличивал величину гистерезиса и, соответственно, плотность ловушек в переходном слое до $3 \cdot 10^{19} - 1,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Следует отметить, что после термообработки поверхности InAs в водороде в МДП-структурах резко снижается время релаксации поверхностного потенциала в темноте при неравновесном импульсном обеднении, т.е. резко снижается генерационное время жизни, а также уменьшается наклон ВФХ. Очевидно, что обработка резко ухудшает электрофизические свойства МДП-структур. Мы предполагаем, что в процессе отжига в водороде за счет удаления мышьяка поверхность InAs обогащается проводящим окислом In_2O_3 , что приводит к частичной экранировке внешнего электрического поля.

Радикальным способом снижения плотности ловушек в переходном слое с одновременным улучшением свойств границы раздела является формирование тонкого анодного фторсодержащего окисла перед осаждением SiO_2 (технология В). На рис.5.7 показано влияние такой обработки поверхности на ВФХ МДП-структур. На рисунке показана высокочастотная ВФХ МДП – структуры, записанная при двух разных напряжений развертки. Видно, что при увеличении напряжения на ВФХ развивается гистерезис. Для образцов, изготовленных по технологии В плотность ловушек в переходном слое, образованном окисной пленкой фторированного окисла оценивается величиной $(2-2,5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (толщина переходного слоя $\sim 15 \text{ нм}$).

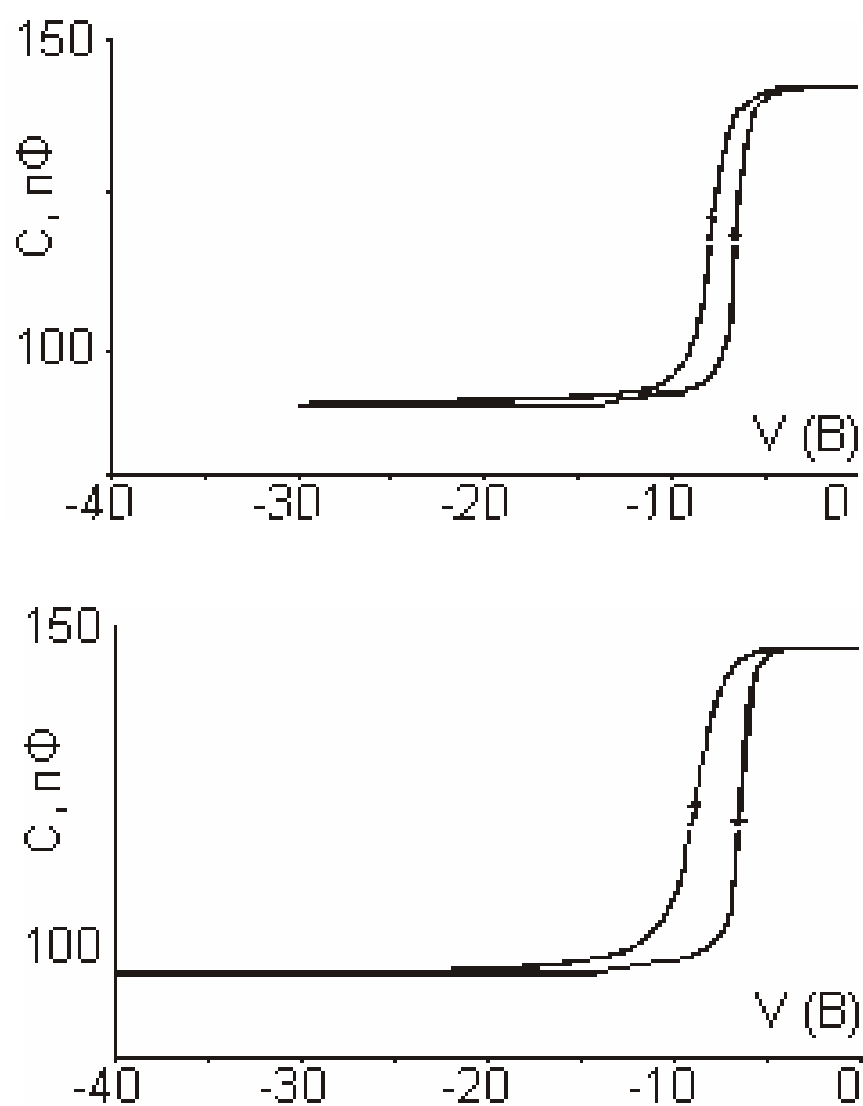


Рис.5.7. Полевая зависимость гистерезиса МДП-структуры, изготовленной по технологии В (формирование тонкого анодного подслоя, выращенного во фторированном электролите).

§ 5.3. Полевые нестабильности и фотозаряджение МДП-структур.

Для образцов, изготовленных по технологии А, исследовалась кинетика разрядки ловушек по изменению напряжения плоских V_{FB} зон МДП-конденсаторов на частоте 80 кГц от времени в режиме короткого замыкания, либо в режиме постоянной емкости. Накопление заряда на ловушках переходного слоя осуществлялось приложением к затвору МДП-структуры отрицательного смещения. Величина емкости выбиралась в интервале между максимальной и минимальной емкостью МДП-структуры, которая с точностью 1% поддерживалась системой обратной связи. В первом случае напряженность электрического поля на границе полупроводник-диэлектрик изменялась в процессе разрядки ловушек, а во втором случае поддерживалась близкой к нулю. Кинетика разрядки исследовалась при постоянной температуре 77 К и при линейном во времени нагреве МДП-структуры со скоростью 1,5 К в секунду.

В режиме линейного нагрева металлический контейнер с МДП-конденсаторами нагревался до заданной температуры, после чего быстро охлаждался до температуры 77 К для измерения напряжения плоских зон, затем нагревался до более высокой температуры с последующим быстрым охлаждением.

Измерения спектральной зависимости проведены при освещении МДП-структуры монохроматическим светом с энергией квантов от 0,7 до 2,3 эВ (ксеноновая лампа ДКСШ-500, монохроматор СПМ). Интенсивность освещения подбиралась такой, чтобы емкость МДП-структуры в режиме инверсии была одинаковой для всех длин волн и на 10% выше инверсионной емкости МДП-структуры при стационарной подсветке, обеспечивающей высокочастотность ВФХ. Для разделения туннельных процессов разрядки от процессов, связанных с термическим возбуждением носителей, применялась методика работы [292].

Рассмотрим фотостимулированную разрядку ловушек. На рис.5.8 приведены ВФХ МДП-структур, качественно характеризующие эффекты фотодеполяризации. Кривая 1 получена до приложения электрических полей в условиях стационарной подсветки при температуре 77 К со скоростью развертки пилообразного напряжения 15 В/с. После достижения значения

напряжения -75 В с такой же скоростью развертки регистрировались обратные ветви ВФХ (кривые 2-4) при различных условиях засветки. Из рисунка видно, что видимый свет при обедняющих потенциалах максимально ионизирует ловушки (ΔV_{FBC} -минимален), хотя генерация носителей в ОПЗ полупроводника при этом меньше чем при засветке ИК-излучением в области собственного поглощения полупроводника ($h\nu \sim 0,3-0,4$ эВ). Это видно из соотношения емкостей в области инверсии ($C_{ин} > C_c > C_o$). На основе приведенных данных можно сделать вывод о том, что фотодеполяризация имеет место при воздействии на МДП-структуру, находящуюся в режиме обеднения, излучения с энергией квантов между $0,4$ и 2 эВ. Величина порога фотоионизации была уточнена при спектральных измерениях эффекта деполяризации.

На рис.5.9 показана кинетика разрядки ловушек в режиме постоянной емкости после предварительной зарядки напряжением -75 В. Пунктиром показано значение V_{FB} до поляризации. Видно, что скорость стекания заряда резко возрастает в момент включения света.

На рис.5.10 показана зависимость заряда, накопленного на ловушках переходного слоя, от энергии падающих квантов. Процесс стекания заряда носит пороговый характер, и свет с энергией кванта менее $0,9$ эВ не влияет на величину накопленного заряда. При увеличении энергии кванта заряд в диэлектрике практически линейно убывает и при энергии $> 1,7$ эВ перестает зависеть от энергии квантов.

Рассмотрим термостимулированную разрядку ловушек. Предварительно МДП-структура поляризовалась при 77 К напряжением -75 В. Затем структура выдерживалась в режиме постоянной емкости в течение 300 с (77 К) для исключения влияния туннельных процессов разрядки ловушек в процессе нагрева. Типичная кривая деполяризации МДП-структуры показана на рис.5.11. С использованием кривой термостимулированной деполяризации (правый график рисунка) была получена зависимость величины термостимулированного тока разрядки ловушек от температуры. Величина тока оценивалась по формуле:

$$I = \frac{\Delta V_{FB} C_{ox}}{\Delta t} \quad (5.7)$$

где ΔV_{FB} - сдвиг напряжения плоских зон МДП-структуры за время Δt .

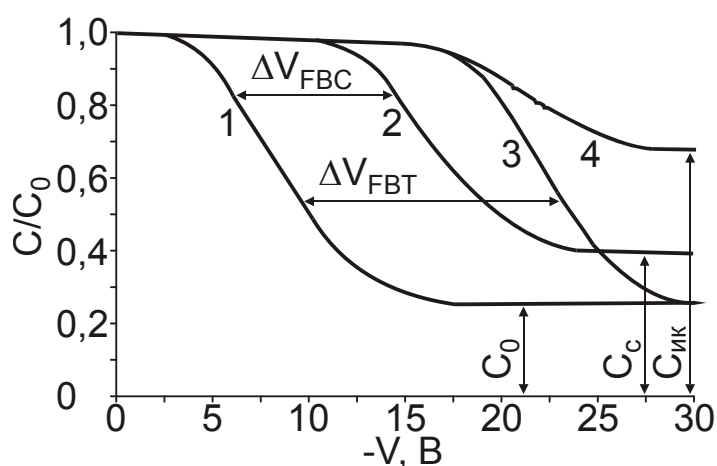


Рис.5.8. ВФХ МДП-структуры, изготовленной по технологии А. 1- прямой ход высокочастотной ВФХ при стационарной подсветке; 2- обратный ход из состояния $V=-75$ В при освещении видимым светом интенсивностью 10^{16} квант/см²с. 3- обратный ход из состояния $V=-75$ В при стационарной фоновой подсветке; 4- обратный ход из состояния $V=-75$ В при засветке ИК-излучением от АЧТ с температурой 673 К.

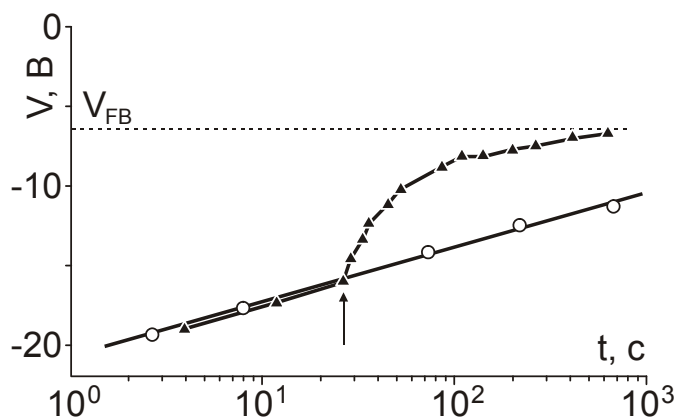


Рис.5.9. Разрядка МДП-структуры в режиме постоянной емкости $C=C_0/2$ после предварительной зарядки напряжением -75 В. Кружки- при стационарной фоновой подсветке, треугольники - то же при временах < 30 с и при включении освещения видимым светом интенсивностью $8 \cdot 10^{12}$ квант/см² при временах > 30 с. Стрелкой показан момент включения света.

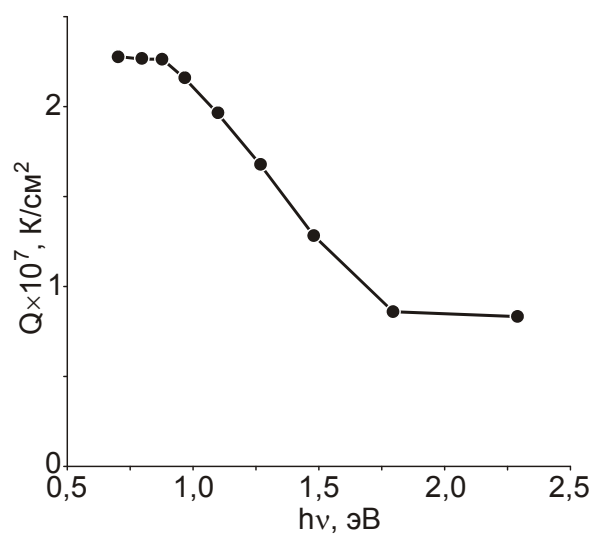


Рис.5.10. Изменение накопленного заряда МДП-структуры в зависимости от энергии квантов света после предварительной поляризации структуры напряжением -50 В (измерение величины заряда проводили на обратном ходе ВФХ).

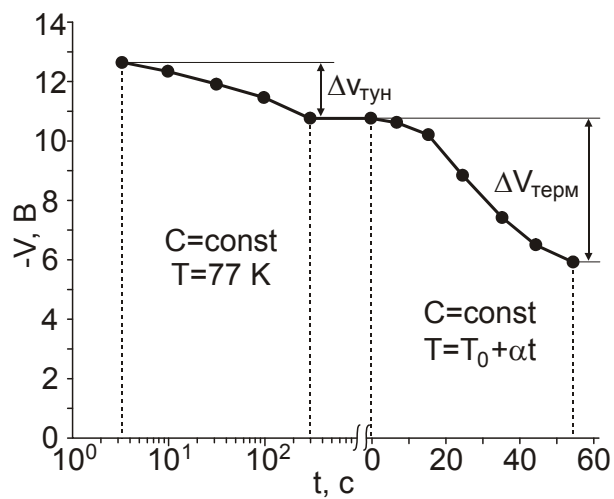


Рис.5.11. Кинетика разрядки МДП-структуры в режиме постоянной емкости $C=C_0/2$ после предварительной зарядки напряжением -75 В. В левой части рисунка показана разрядка при $T=77\text{ K}$, в правой части - при линейном нагреве со скоростью 1,5 К/с.

Типичная кривая термостимулированного тока имела максимум при температуре порядка 100 К. В рамках классической теории термостимулированных токов [293] оценим глубину залегания ловушек в переходном слое из данных по термостимулированной деполяризации. Пренебрегая перезавхватом дырок при деполяризации вследствие малой толщины переходного слоя и используя стандартное уравнение кинетики первого порядка для дырок, захваченных на ловушки, запишем уравнение $\frac{dp_t}{dt} = -\frac{p_t}{\tau}$, где характерное время разрядки ловушки $\tau = \nu^{-1} \cdot \exp(\Phi_t / kT)$ с частотным фактором $\nu \sim (10^{10}-10^{14} \text{ с}^{-1})$, а Φ_t – энергия активации ловушки. С учетом линейного во времени нагрева образца ($T=77+bt$), из кривой деполяризации (рис.5.11) получим зависимость термостимулированного тока от температуры, показанную на рис.5.12. Аппроксимируя отдельные участки кривой тока деполяризации прямоугольниками высотой I_o и шириной ΔT , легко перенормировать ось токов в ось концентрации ловушек, как показано на правой оси рис.5.12:

$$N_t = I_o \cdot \Delta T / (b \cdot \Delta \Phi_t) = \frac{I_o}{b \cdot k \cdot \ln(\nu(T-77)/b)} \quad (5.8)$$

Следует отметить, что при линейном нагреве МДП-структуры в режиме короткого замыкания до 190К накопленный в диэлектрике заряд полностью растекается. Эта температура соответствует $\Phi_t=0,4$ эВ (для частотного фактора $\nu=10^{10} \text{ с}^{-1}$).

Рассмотрим процессы зарядки и разрядки приповерхностного переходного слоя естественного окисла. Перезарядка переходного слоя происходит при снятии напряжения с МДП-структуры за времена менее 5 с (по данным ВФХ). Это означает, что, в отсутствии смещения, переходной слой находится в равновесии с полупроводником. Ввиду малой толщины переходного слоя (порядка 3-5 нм по данным эллипсометрии), зарядовое состояние ловушек контролируется туннельными процессами обмена электронами между зоной проводимости полупроводника и ловушками. При этом следует предположить, что в переходном слое локализованы ловушки донорного типа. Большая часть ловушек как на границе раздела InAs-окисел, так и в приповерхностной области, в исходном состоянии заполнена электронами. В процессе зарядки

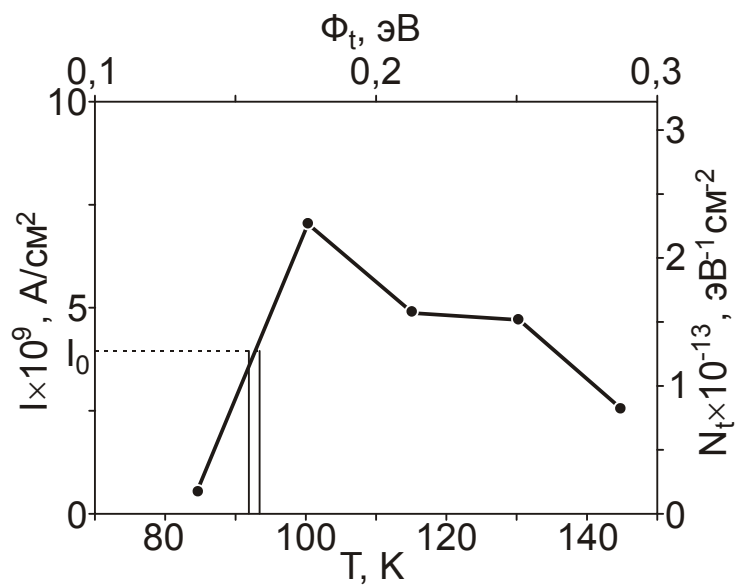


Рис.5.12. Кривая тока термостимулированной деполяризации и энергетическое распределение ловушек переходного слоя (отсчет энергии проводился от потолка валентной зоны InAs).

МДП-структуры (отрицательное смещение) ловушки, локализованные по энергии в запрещенной зоне переходного слоя напротив запрещенной зоны полупроводника, за счет ионизации переходят в неравновесное состояние с большим временем релаксации. Ловушки, находящиеся по шкале энергий напротив валентной зоны полупроводника, можно в нашем случае не рассматривать, т.к. они приходят в равновесие (заполняются электронами) за время менее 5 с (туннельный процесс, рассмотренный при объяснении гистерезиса ВФХ). При этом основным процессом термостимулированной деполяризации должен быть переход электронов из валентной зоны полупроводника или с поверхностных состояний на ловушки, локализованные в запрещенной зоне переходного слоя и по энергиям лежащие напротив запрещенной зоны InAs. Полученные энергии активации (рис.5.12), по-видимому, можно отнести к энергетическому зазору между потолком валентной зоны InAs и уровнями ловушек. Поскольку переход электронов с потолка валентной зоны InAs на уровни ловушек не является прямым и требует участия в процессе перехода фононов, частотный фактор выбирался меньше традиционно принятого ($\cong 10^{14} \text{ с}^{-1}$). Положение максимума на кривой (рис.5.12) соответствует энергетической локализации максимума плотности ловушек в середине запрещенной зоны InAs ($\Phi_{max} \cong 0,2 \text{ эВ}$). Концентрация ловушек в максимуме достигает величины $\sim 2 \cdot 10^{13} \text{ эВ}^{-1} \text{ см}^{-2}$. Ионизованные ловушки, локализованные по энергии напротив запрещенной зоны InAs, могут заполняться электронами только путем термической активации из валентной зоны, поскольку электроны, появляющиеся в зоне проводимости InAs за счет генерации зона-зона, даже при сильной засветке ИК-излучением (кривая 4, рис.5.8), отталкиваются от границы раздела электрическим полем области обеднения и уходят в объем полупроводника.

Из данных по фотодеполяризации можно оценить величину барьера для дырок на границе раздела InAs-окисел. Она должна равняться пороговому значению $h\nu$, при котором начинаются переходы, и составляет величину около 1 эВ. Эта величина находится в плохом соответствии с данными, объясняющими низковольтный гистерезис ВФХ МДП-структур, и свидетельствует о том, что состав окисла и его основные свойства, включая сродство к электрону, сильно зависят от деталей способа подготовки

поверхности InAs перед осаждением диэлектрика. По-видимому, по этой причине наблюдается большой разброс электрофизических данных на структурах, приготовленных по разным технологиям.

Основные результаты и выводы главы 5.

1. Показано, что основным механизмом формирования гистерезиса МДП-структур на InAs является туннельный захват неосновных носителей тока на ловушки переходного слоя InAs – диэлектрик.

2. Установлено, что концентрация ловушек в переходном слое для разных образцов варьировалась в диапазоне $1,5 \cdot 10^{19} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

3. Выяснено, что для объяснения экспериментальной полевой зависимости гистерезиса ВФХ МДП-структур необходимо ввести заметную асимметрию потенциальных барьеров переходного слоя.

4. Показано, что сечение захвата ловушек переходного слоя составляет $10^{-17} - 10^{-18} \text{ см}^2$ и имеет активационную температурную зависимость с характерной энергией 25-35 мэВ.

5. Замечено, что высокотемпературный отжиг пластин InAs в водороде перед нанесением подзатворного диэлектрика SiO_2 снижает плотность ловушек в переходном слое до 10^{18} см^{-3} , однако резко снижает генерационное время жизни. Отжиг пластин в кислороде усиливает гистерезис ВФХ, что связано с увеличением плотности ловушек в переходном слое в несколько раз (предположительно за счет накопления окисных форм мышьяка).

6. Обнаружено, что снизить величину гистерезиса ВФХ МДП-структур и, соответственно, плотность ловушек в переходном слое до величин $(2-2,5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ можно формированием на поверхности InAs тонкого анодного фторсодержащего окисла толщиной $\sim 15 \text{ нм}$.

Глава 6. Технология изготовления МДП-структур на InAs.

Формирование совершенной системы полупроводник – диэлектрик на основе бинарных соединений типа A_3B_5 существенно сложнее по сравнению с элементарным полупроводником – кремнием, который имеет на поверхности единственный собственный окисел SiO_2 . Двухкомпонентный состав полупроводников типа A_3B_5 приводит к формированию переходного слоя на границе раздела полупроводник – диэлектрик сложного состава. Собственные окислы таких полупроводников обладают плохими пассивирующими качествами и высокой сквозной проводимостью в электрических полях. В отличие от кремния, термическое окисление поверхности подложек полупроводников типа A_3B_5 не обеспечивает надежную защиту поверхности при изготовлении МДП-структур и получение требуемых параметров границы раздела, поскольку окисные пленки обладают плохими диэлектрическими свойствами.

Одним из способов защиты поверхности полупроводника при изготовлении МДП-структур на полупроводниках типа A_3B_5 является рост собственных окислов, полученных методом электрохимического окисления (анодирования) полупроводника. Достоинством анодирования является простота проведения процесса при комнатной температуре, поскольку нагрев полупроводников меняет электрофизические свойства границы раздела полупроводник – диэлектрик. Анодные пленки собственных окислов на поверхности полупроводников имеют высокую степень однородности свойств по поверхности пластин на достаточно больших площадях, хорошую адгезию к полупроводниковой пластине. Анодирование проводят в водных или безводных электролитах в режиме постоянного напряжения, который характеризуется обратно пропорциональной зависимостью между полем в анодной пленке и ее толщиной, либо в режиме постоянного тока, когда в пленке поддерживается постоянное электрическое поле. В режиме постоянного напряжения толщина выращенной пленки зависит от приложенного напряжения, поскольку при достижении некоторой определенной толщины пленки электрическое поле становится таким малым, что процесс анодирования практически останавливается. В режиме постоянного тока

сохраняются одинаковые условия роста пленки в широком диапазоне толщин [294], однако механизмы окисления полупроводников A_3B_5 изучены не достаточно. Имеются основания предполагать, что в процессе анодного окисления имеет место движение ионов A_3^+ и B_5^- к поверхности окисного слоя и движение окислителя к границе раздела растущего окисла с полупроводником. При этом рост пленки определяется или протеканием электрохимических реакций на границе раздела полупроводник/окисел, или окисел/электролит.

Анодное окисление поверхности InAs позволяет получить приемлемые свойства границы раздела [§ 1.4.], однако анодные слои не удовлетворяют требованиям диэлектрической прочности и обладают низкой механической и химической прочностью, затрудняющей изготовление структур методом планарной технологии. Недостатком анодных окислов является инжекционная нестабильность МДП-структур в электрических полях, связанная с малыми величинами потенциальных барьеров для электронов и дырок на границе с полупроводником, поскольку диэлектрическая пленка состоит из смеси окислов In_2O_3 с шириной запрещенной зоны 2,8-3,75 эВ [295, 296] и As_2O_3 с шириной запрещенной зоны ≈ 4 эВ [297]. Окисные слои на поверхности InAs имеют сложный состав [27, 29, 109, 118, 298, 299] и, в зависимости от условий получения, состоят из элементных мышьяка и индия, смеси окислов In_2O_3 , As_2O_3 , $InAsO_4$, $In(AsO_3)_3$, As_2O_4 , As_2O_5 , часто нестехиометрического состава. Анализ научных публикаций показывает, что свойства анодных пленок и границы раздела полупроводник – диэлектрик зависят от предварительной обработки пластин, типа использованного электролита и режима анодирования. Электрическая прочность анодных диэлектрических пленок зависит от качества подготовки поверхности подложек. Так нарушенный слой приповерхностной области полупроводника, образующийся при полировке поверхности полупроводника, может привести к полной потере электроизоляционных свойств анодной пленки.

Часто в качестве диэлектрика на полупроводниках типа A_3B_5 используют слои двуокиси кремния, полученные различными способами: напылением в вакууме, ионно-плазменным напылением, химическим и стимулированным ВЧ-разрядом, осаждением на полупроводниковую подложку при окислении

моносилана кислородом [300, 301]. Все технологические процессы изготовления МДП-структур на InAs необходимо проводить при температуре, не превышающей 250 °С, т.к. при более высоких температурах наблюдается деградация электрофизических свойств МДП-структур.

Часто МДП-структуры имеют плохо воспроизводимые электрофизические параметры, что связывают с существованием естественного окисного слоя на поверхности полупроводников типа A_3B_5 . Считается, что переходной слой обеспечивает высокую плотность поверхностных состояний. На атомарно-чистой поверхности, полученной скачком в сверхвысоком вакууме плотность состояний мала, но уже адсорбция кислорода на поверхности формирует границу раздела с высокой плотностью состояний [302].

В работе [122] изучали ВФХ МДП-структур на арсениде индия с двухслойным диэлектриком, полученным анодным окислением InAs с последующим осаждением двуокиси кремния реактивным испарением. Полученные структуры характеризовались большими значениями встроенного заряда и плотности поверхностных состояний. Двухслойная система обладает несомненными преимуществами. Двуокись кремния обеспечивает достаточно высокие пробивные напряжения МДП - структур, их механическую и химическую прочность, необходимую при изготовлении структур методом планарной технологии. Анодное окисление позволяет, изменяя состав электролита [124], изменять электрофизические параметры границы раздела InAs-SiO₂.

При изготовлении МДП – структур можно выделить следующие основные моменты:

- предварительную подготовку поверхности полупроводниковой подложки;
- рост диэлектрической пленки на поверхности подложки;
- нанесение проводящего электрода, обеспечивающего функционирование МДП-структуры.

В настоящей работе, в качестве подзатворного диэлектрика, использовались слои двуокиси кремния, полученные окислением моносилана в кислороде при атмосферном (атм-SiO₂) и при пониженном давлении (РПД-SiO₂).

В качестве электрода использовали легированные слои In_2O_3 , полученные ионно-плазменным напылением при напряжении на мишени 800В. Напыленные пленки представляли собой широкозонный вырожденный полупроводник n^{++} - типа проводимости. Мишень – круглая пластина диаметром 100 мм и толщиной 6 мм, была получена прессованием, с последующим высокотемпературным отжигом, порошка In_2O_3 (92%) и SnO_2 (8%). Напыление прозрачного проводящего покрытия проводилось в вакуумной камере после предварительной откачки образцов до давлений $\sim 10^{-6}$ торр и последующего напуска аргона до установления стационарного давления в камере $5 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-4}$ торр. Распыление мишени проводилось положительными ионами Ag в плазме дугового разряда, сформированной над поверхностью мишени системой постоянных магнитов. Напыление пленки In_2O_3 толщиной ~ 120 нм проводилось в течение 15-20 минут. Поверхностное сопротивление пленок составляло 100 – 300 Ом/□. Концентрация и подвижность электронов в пленках $\sim 6 \cdot 10^{19} - 1,7 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $\sim 30 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$, соответственно. Ширина запрещенной зоны напыленных пленок $\sim 3,6 - 3,7$ эВ (по данным измерения фундаментального края поглощения). Проводящее покрытие обладало высокой стойкостью к травителям, использованным в фотолитографических процессах и хорошими адгезионными свойствами. Пропускание пленок, напыленных на лейкоапфировые подложки в спектральном диапазоне 2,5 – 3,1 мкм, составляло величину $\sim 90\%$. Толщина и показатель преломления слоев измерялись на эллипсометре ЛЭФ-3М на длине волны 632,8 нм.

В качестве полупроводниковых подложек использовались автоэпитаксиальные структуры арсенида индия марок ЭСАИ-40-35-10 или ЭСАИ-92-35-10 Яе 0.040 ТУ. Эпитаксиальные слои n-типа проводимости выращивались на сильнолегированных подложках n^{++} ($\sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$) с ориентацией (111)А и имели следующие параметры:

- концентрация основных носителей заряда (электроны), $\text{см}^{-3} \dots (1-6) \cdot 10^{15}$;
- толщина эпитаксиального слоя, мкм 6-10;
- подвижность электронов в слоях, $\text{см}^2 / \text{Вс} \dots (5-6) \cdot 10^4$;
- время жизни в слоях, мкс (0,3-1,8);
- толщина подложки, мм (0,6-0,8).

Энергетическая зонная диаграмма МДП-структуры представлена на рис.1.2 и содержит переходной слой на границе раздела полупроводник – диэлектрик, который в значительной степени определяет электрофизические свойства границы раздела полупроводник – диэлектрик. В технологических процессах переходной слой подвергается модификации и приводит к изменению свойств границы раздела. Основная технологическая задача заключается в создании МДП-структур с воспроизводимыми заданными электрофизическими свойствами границы раздела и включает оптимизацию технологических условий изготовления на всех этапах. Сложность задачи заключается в проведении оптимизации технологии, когда число параметров, влияющих на свойства МДП-структур достаточно велико.

§ 6.1. Химическая подготовка и модификация поверхности InAs

Требуемых параметров МДП-структур можно достичь предварительной обработкой поверхности полупроводниковой подложки перед нанесением диэлектрика, позволяющей контролируемым образом модифицировать поверхность полупроводника. Это может быть химическое травление, анодное или плазменное окисление, при котором изменяются состав собственного окисного слоя и, соответственно, параметры границы раздела.

К способам модификации поверхности можно отнести химическую или иную обработку поверхности полупроводниковой пластины перед осаждением диэлектрика, введение ионов фтора в состав электролита при анодном окислении InAs [124], введение ионов фтора в состав кислородной плазмы при плазменном окислении GaAs[63, 303], улучшающих свойства МДП- структур.

Мы исследовали различные способы обработки поверхности подложек InAs перед осаждением подзатворного диэлектрика: обезжиривание и травление в полирующих травителях с последующим удалением остаточного окисного слоя в различных растворах, обработку в плазме различных реагентов и анодное окисление в электролитах разного состава. Было установлено, что, после оптимизации технологических режимов осаждения слоев двуокиси кремния, можно получить приемлемые параметры МДП-структур почти при каждом способе подготовки поверхности подложки.

Химическая обработка пластин InAs удаляет с поверхности пластин органические и другие загрязнения, травливает поверхностный слой и минимизирует толщину остаточного окисла. Для полупроводниковых подложек A_3B_5 с ориентаций (110), (100) и (111)В существует достаточно много полирующих травильных растворов [304], но для подложек InAs с ориентацией (111)А нам известно весьма ограниченное количество полирующих травителей. Это смесь 40% гидроокиси калия с концентрированной перекисью водорода в соотношении 1:1, имеющая скорость травления $\approx 0,1$ мкм/мин, четырехкомпонентный травитель, состоящий из смеси концентрированных кислот в соотношении $HF:HNO_3:H_2SO_4:HAc=1:1:1:1$ (скорость травления ≈ 4 мкм/мин), двухкомпонентный травитель на основе концентрированных ортофосфорной кислоты и перекиси водорода в соотношении 12:5 со скоростью травления $\approx 0,8$ мкм/мин и смесь 80% молочной кислоты с концентрированной азотной кислотой в соотношении 10:1 (скорость травления $\approx 0,5$ мкм/ мин). Все составы даны в объемных отношениях. Перед травлением подложки обезжиривали в толуоле и смеси моноэтаноламина с перекисью водорода, промывали водой и сушили на центрифуге.

После травления подложек образцы обрабатывали в различных растворах с целью удаления остаточного окисного слоя. Это слабый (1%) водный раствор винной кислоты, а также разбавленные в различных соотношениях водные растворы кислот (серной, фтористоводородной и хлористоводородной) и аммиака. Был опробован также и широко используемый для удаления остаточного окисного слоя на арсениде галлия [305] раствор хлористоводородной кислоты в изопропиловом спирте. Все химические обработки проводили непосредственно перед осаждением диэлектрических слоев.

Для МДП-структур со слоями двуокиси кремния, полученной окислением моносилана в кислороде при атмосферном давлении ($atm.SiO_2$), заданные и воспроизводимые параметры были получены после травления подложек в травителе на основе молочной кислоты с последующей сушкой в парах изопропилового спирта (технология А).

Следует заметить, что на вид ВФХ МДП-структур заметно влияет тип проводящего затвора и способ его нанесения. На рис.6.1 показан пример влияния типа затвора на ВФХ МДП-структур. Видно, что лучших результатов можно добиться при напылении золотого затвора. Величина сдвига напряжения плоских зон и, соответственно, положительного встроенного заряда в диэлектрике при этом минимальна. Худшие результаты дает традиционный способ напыления алюминиевого электрода. При этом можно наблюдать встраивание большого положительного заряда в диэлектрическую пленку. Кроме этого можно наблюдать увеличение петли гистерезиса ВФХ, что связано с изменением плотности ловушек в переходном слое близи границы раздела InAs – окисел. Также наблюдается уменьшение наклона ВФХ МДП-структур в области обедняющих потенциалов, что связано с ростом плотности ПС на границе раздела InAs – окисел (на некоторых образцах уменьшение наклона ВФХ частично связано с увеличением флуктуаций поверхностного потенциала, что выявляется анализом пиков малосигнальной проводимости МДП-структур). Очевидно, что эффект сдвига ВФХ в сторону отрицательных смещений не связан с разностью работ выхода металлов, которое составляет величину $\sim 0,8$ эВ. Напомним, что традиционный способ напыления заключается в нагреве металла в металлической лодочке с последующим его расплавлением, перегревом и испарением. Известно, что при таком способе распыления поверхность образца атакуется перегретыми микрокаплями алюминия размерами до нескольких микрон. Можно предположить, что наблюдаемые эффекты связаны с локальными перегревами образца при напылении металла. Эксперименты показали, что этого эффекта можно избежать используя способы безкапельного распыления алюминия. Промежуточное положение занимает электрод из проводящей окиси индия. ВФХ МДП-структур очень чувствительны к деталям проведения процесса распыления мишени.

При изготовлении многоэлементных фотоприемных линеек и матриц, оказалось трудным реализовать структуры, для которых число дефектных элементов должно быть менее 1% (из 16384 элементов матрицы 128x128, или 65536 элементов матрицы 256x256).

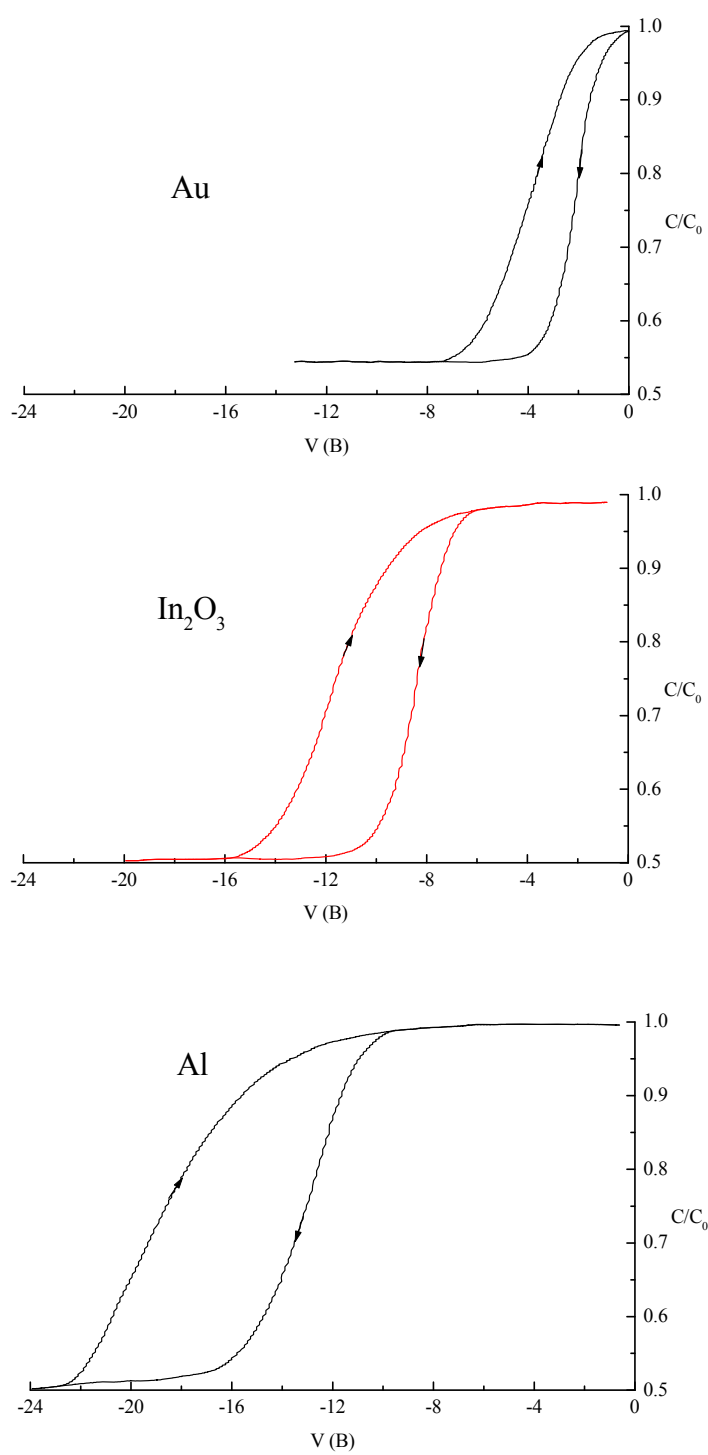


Рис.6.1. Влияние материала электрода на ВФХ МДП-структур.

Лучших результатов удалось достичь при замене диэлектрического слоя двуокиси кремния, синтезированного при атмосферном давлении на двуокись кремния, синтезированную в реакторе пониженного давления (~ 150 торр) реакцией окисления моносилана в кислороде. Но оказалось, что многочисленные попытки снизить величину напряжения плоских зон в МДП-структурах за счет химической обработки пластин в различных травителях успеха не имели. Ранее мы старались не использовать анодные окислы для стабилизации поверхности InAs, поскольку их присутствие резко усиливает зарядовую нестабильность МДП-структур в электрических полях. Мы старались сделать естественный окисный слой как можно тоньше и добились определенных успехов. При использовании в качестве основного подзатворного диэлектрика слоя двуокиси кремния, выращенного при пониженных давлениях мы вернулись к идее модификации поверхности анодным окислом с целью достижения приемлемых свойств границы раздела InAs – окисел.

С помощью анодного окисления можно стабилизировать поверхностный потенциал и уменьшать плотность поверхностных состояний на границе раздела полупроводник A_3B_5 -окисел и контролируемым образом изменять электрофизические параметры МДП-структур. Оказалось оптимальным создание тонкого анодного подслоя, который защищался инертным изолирующим покрытием SiO_2 с высокими диэлектрическими свойствами. При этом синтез слоев SiO_2 необходимо проводить при температурах, не превышающих $250^{\circ}C$, т.к. при более высоких температурах происходит изменение состава поверхности и окисного слоя подложки за счет испарения легко летучих мышьяка и его окислов, что приводит к резкому ухудшению электрофизических свойств МДП-структур.

Нами [306, 307] был разработан способ получения структур диэлектрик-арсенид индия, обеспечивающий воспроизводимое получение МДП-структур с плотностью поверхностных состояний $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ и высокой электрической прочностью (напряженность поля пробоя до $6 \cdot 10^6 \text{ В/ см}$ при $T = 77^{\circ}K$), и напряжением плоских зон от -3 до -5В. Окислением подложек арсенида индия в щелочном электролите, содержащем фторид-ионы, формировали тонкий слой оксифторида (15 нм), который защищали слоем двуокиси кремния (120 - 140

нм), синтезированным в реакторе пониженного давления при окислении моносилана в кислороде при температуре 220⁰С.

Перед окислением подложки обезжиривали в толуоле и смеси моноэтаноламина с перекисью водорода, промывали водой и сушили на центрифуге. Окисление проводили при комнатной температуре в двухэлектродной ячейке в гальваностатическом режиме. В качестве катода использовалась нержавеющая сталь, а анодом служила окисляемая полупроводниковая пластина. Генератором тока служил потенциостат ПИ-50-1.1. Образцы анодировали при комнатной температуре без дополнительного освещения. В качестве щелочного электролита использовали концентрированный раствор аммиака в этиленгликоле в соотношении 1:5 по объему.

Изучение состава окисных слоев методом Оже и РФЭС -спектроскопии показало, что слои, не содержащие фтор, состоят из In_2O_3 и As_2O_3 . Окисление в электролите, содержащем фторид-ионы, приводит к формированию на поверхности подложки слоя, состоящего из InF_3 и оксифторида пятивалентного мышьяка AsOF_3 . Таким образом, как и при плазмохимическом окислении арсенида галлия во фторсодержащей плазме [63], так и при анодном окислении арсенида индия в электролите, содержащем фторид-ионы, образуются слои одинакового состава и происходит резкое уменьшение плотности ПС.

§ 6.2. Анализ состава переходного слоя на поверхности InAs.

Изменение состава остаточного окисного слоя после травления в кислотном (смесь 80% молочной кислоты с азотной кислотой) и щелочном травителях ($\text{KOH}:\text{H}_2\text{O}_2=1:1$) исследовали методом Оже-спектроскопии [30]. После травления в кислотном травителе на основе молочной кислоты ($\text{C}_3\text{H}_6\text{O}_3$) при температуре 40⁰ С в течение 2 мин толщина остаточного окисла по данным эллипсометрии составляла ~ 3-4 нм. На поверхности по данным Оже-спектров присутствовали: углерод (32%, линия KLL 272 эВ), In (19%, линия MNN, 404 эВ), кислород (7%, линия KLL, 512 эВ) и мышьяк (42%, линия LMM (1228 эВ). Дополнительные измерения рентгеноэлектронных спектров позволили выявить на поверхности InAs (возможно в слое остаточного окисла) фазу элементного

мышьяка (линия 3d, 44,2 эВ) наряду с мышьяком подложки (линия 3d, 41 эВ). Отжиг подложек в водороде при 400°C в течение 30 мин удалял фазу элементного мышьяка. При травлении подложек InAs в щелочном травителе в течение нескольких минут при температуре 35°C на поверхности InAs формировался остаточный слой толщиной 4,5-6 нм следующего элементного состава: C(10%), In(25%), O(26%), As(39%) т.е. происходило обогащение поверхности окисными формами индия и мышьяка.

Дополнительная информация о составе тонких естественных окисных пленок была получена методом неупругой туннельной спектроскопии и приведена в § 7.4.

Состав тонких анодных окислов изучали методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) на установке анализа поверхности LAS-3000 фирмы Ribet (Франция), снабженной электронным спектрометром MAC-2 [308]. Для возбуждения спектров использовалось немонахроматизированное излучение Mg анода ($E=1253,6$ эВ). Разрешение спектрометра, измеренное по полуширине Au 4f_{5/2} линии, составляло 1,1 эВ.

Исследовали слои, полученные в щелочном электролите (концентрированный раствор аммиака в этиленгликоле в соотношении 1:5 по объему), содержащем фторид-ионы, введенные в электролит в виде фторида аммония (технология В). Окисление проводили при комнатной температуре в двухэлектродной ячейке в гальваностатическом режиме при плотности тока 0,5 мА/см².

Для изучения изменения состава по глубине проводилось травление ионами аргона с энергией 2 КэВ и током 2 мкА. Равномерность травления обеспечивалась сканированием ионным лучом по всей поверхности образца. Для выявления влияния фтора измерялись РФЭС спектры окисной пленки, полученной анодным окислением арсенида индия в электролите без фторид-ионов.

На рис.6.2 (кривая АО) показан РФЭС спектр окисной пленки, полученной анодным окислением арсенида индия в электролите без фторид-ионов. Энергия связи As 3d уровня (45,1 эВ) соответствует мышьяку в окисле As₂O₃, энергия связи 4d уровня индия составляет 18,7 эВ. Было проанализировано изменение состава пленки анодного окисла по толщине. Для расчета

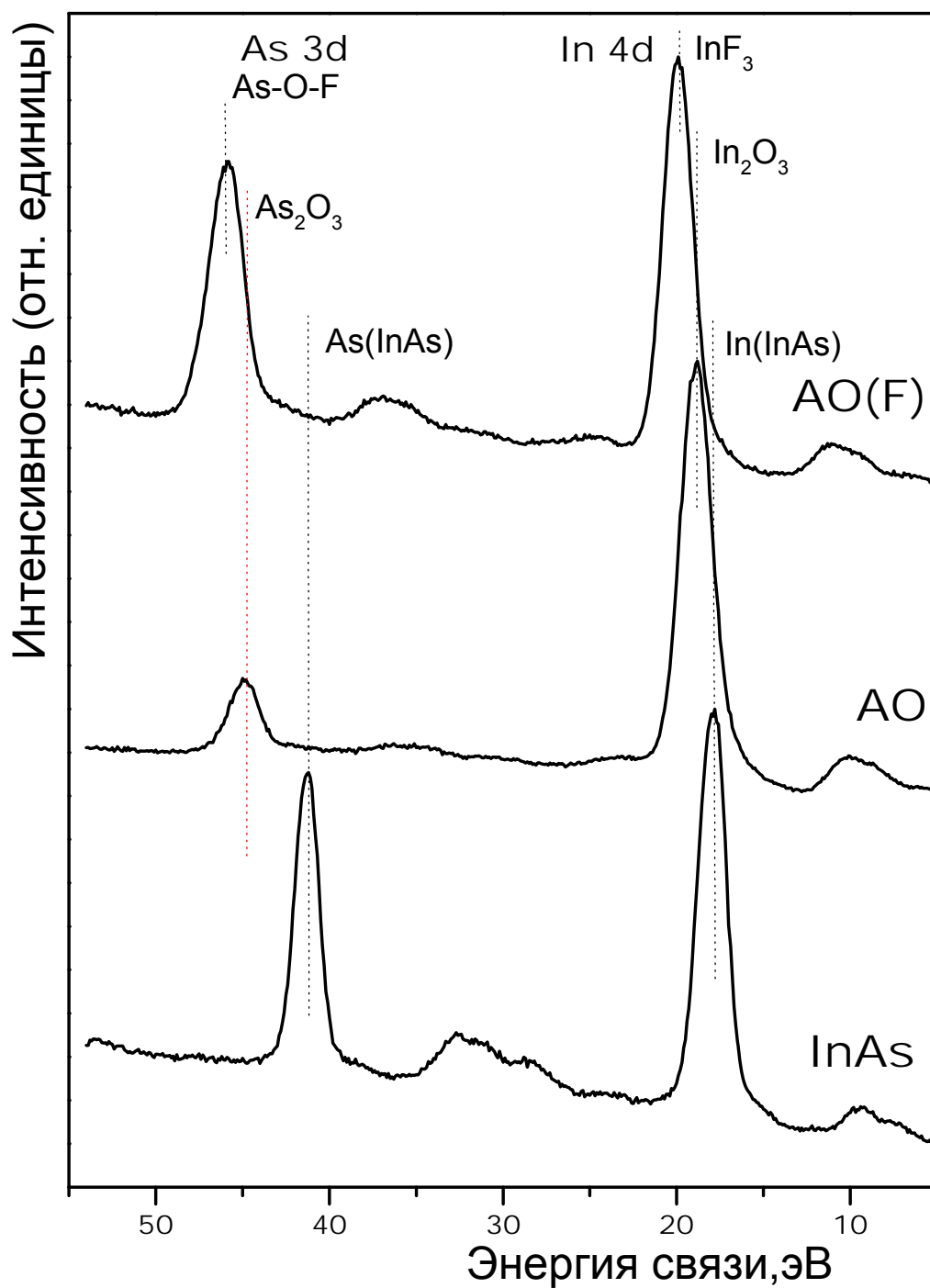


Рис.6.2. Рентгеновские фотоэлектронные спектры поверхности InAs после ионной очистки (InAs), анодного окисла толщиной 18 нм (АО) и анодного окисла, толщиной 7 нм, выращенных во фторсодержащем электролите - АО(F).

концентраций были использованы фотоэлектронные линии O 1s, C 1s, As, In 4d. При построении профиля близость энергетического положения As 3d и In 4d уровней уменьшает ошибки, связанные с различной глубиной выхода. Однако, поскольку литературные данные по энергии связи In 4d уровня в различных соединениях отсутствуют, для точной интерпретации наблюдаемых изменений мы исследовали положение In 3d_{5/2} уровня. Его энергия для данной пленки составляет 445,3 эВ, что соответствует индию в окисле In₂O₃. Следует отметить, что под действием ионной бомбардировки происходит частичное разложение окислов, в первую очередь As₂O₃. Естественно, получались искаженными данные по содержанию окислов в слое, поэтому наряду с изменением состава по глубине пленки, и мы рассматривали изменение отношения полных концентраций индия и мышьяка.

Состав АО, полученного во фторсодержащем электролите, резко отличается от состава окисла, выращенного при отсутствии фтор-ионов в составе электролита (рис.6.2, кривая АО(F)). Энергия связи In 4d составляет 19,9 эВ, что значительно отличается от энергии связи In 4d уровня в In₂O₃. Энергия связи In 3d_{5/2} уровня составляет 446,1 эВ и соответствует индию в соединении InF₃ (по данным работы [309] энергия связи составляет 446,2 эВ). Мышьяк также имеет степень окисления, отличающуюся от степени окисления мышьяка в As₂O₃. Пик, соответствующий As₂O₃, не наблюдается. Энергия связи As 3d уровня составляет 45,8 эВ. Эта величина близка к энергии связи As 3d уровня в соединении As₂O₅, так и в соединении AsOF₃ [63]. Недостаточная изученность фторидов и оксифторидов мышьяка затрудняет интерпретацию результатов, поэтому для того, чтобы решить вопрос с соединениями мышьяка дополнительно исследовалась F 1s линия. Недостаточное разрешение спектрометра не позволило нам провести детальные исследования, однако компьютерный анализ формы линии указывает на существование дублета с расщеплением 0,7 эВ, что близко к известному расщеплению в 0,6 эВ для случая GaF₃ и AsOF₃ в пленке оксифторида на поверхности GaAs [63]. Это указывает на существование в АО двух типов связей фтора и позволяет утверждать, что в пленке присутствует оксифторид мышьяка. Вероятно, мы имеем дело с нестехиометричным оксифторидом мышьяка. На рис.6.3 показаны профили распределения основных компонент входящих в состав АО,

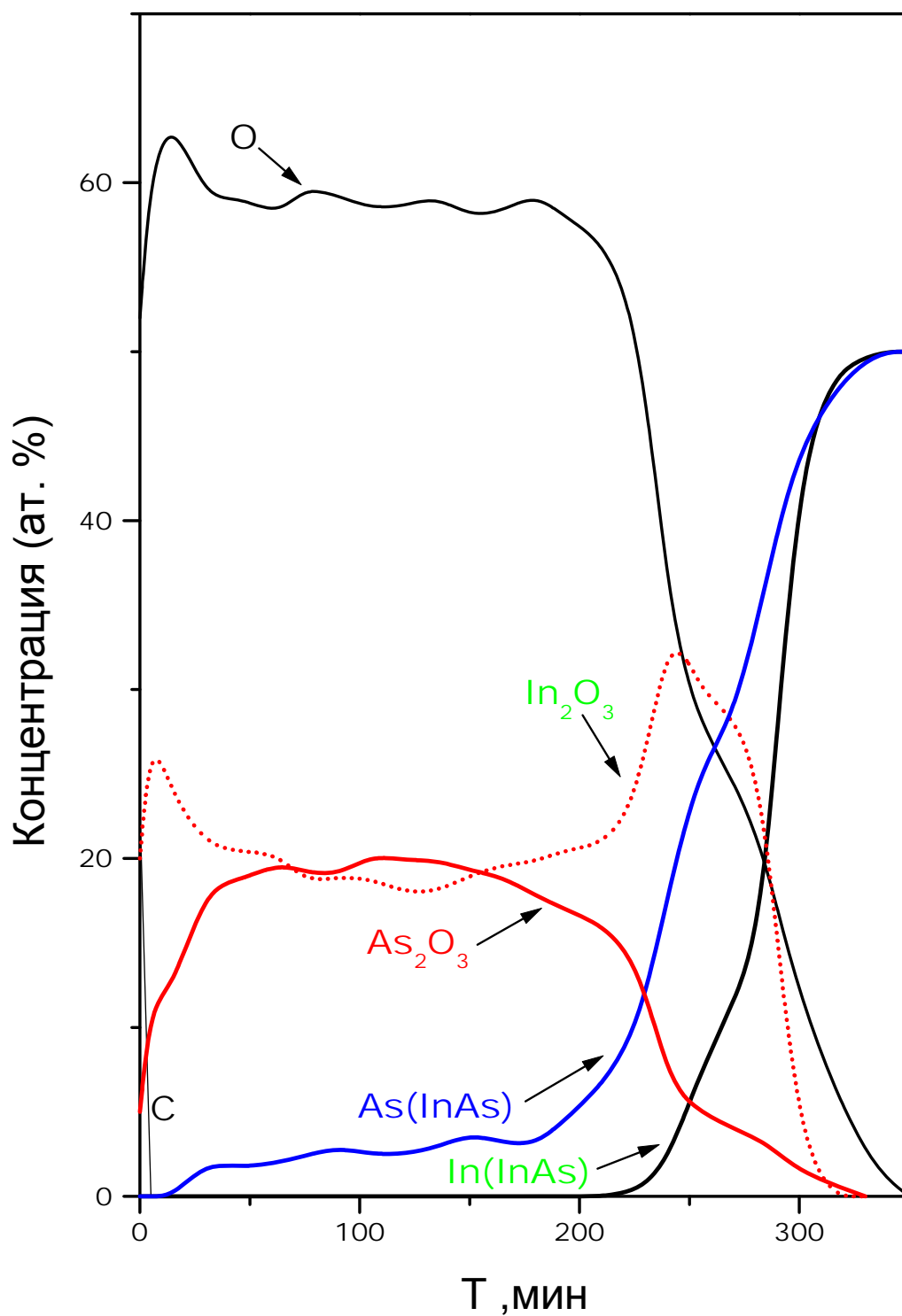


Рис.6.3. Профили распределения кислорода, углерода, индия и мышьяка по глубине анодного окисла толщиной 18 нм. Профили распределения окислов индия и мышьяка по толщине анодного окисла.

выращенного на поверхности InAs без добавления в электролит фторсодержащего компонента. Из профилей распределения следует, что пленку по толщине можно условно разделить на три области: переходной слой на границе раздела АО - арсенид индия (I), объем анодного окисла (II) и внешний приповерхностный слой АО (III). Переходной слой обогащен фазой окисла In_2O_3 . В объеме окисного слоя с приближением к поверхности отношение концентраций In/As постепенно уменьшается от 1,2 до 0,8. В приповерхностном слое содержание In_2O_3 резко возрастает, и поверхность покрыта, в основном фазой окисла In_2O_3 (отношение концентраций In/As составляет 4,46).

Для объяснения наблюдаемого изменения состава АО по толщине будем полагать [56, 310], что механизм роста окисного слоя определяется сочетанием термодинамических и кинетических факторов. При росте АО формирование переходного слоя происходит за счет диффузии кислорода через растущую пленку. Известно [29], что при окислении полупроводников типа A_3B_5 термодинамически выгоднее образование окислов элементов третьей группы по сравнению с окислами элементов пятой группы. Поэтому на границе раздела в первую очередь должны образовываться In_2O_3 и As. Рост окисной пленки идет за счет диффундирующих в противоположных направлениях атомов кислорода и мышьяка. Существующее в окисле электрическое поле ($\approx 5 \cdot 10^6$ В/см) облегчает диффузию мышьяка от границы раздела к поверхности [41]. В результате в области I возрастает концентрация In_2O_3 , а в области II (объем пленки)- As_2O_3 . На поверхности состав окисла определяется pH электролита, за счет растворения As_2O_3 в щелочном электролите в области III наблюдается резкое увеличение концентрации In_2O_3 .

На рис.6.4 показаны профили распределения основных компонент, входящих в состав анодного окисла, выращенного на поверхности InAs при введении в состав электролита фторсодержащего компонента. Фтор обнаруживается по всей толщине пленки, причем, также как и для оксифторида на арсениде галлия [311], концентрация его возрастает к границе раздела окисел-арсенид индия. При уменьшении толщины окисла от 18 до 7 нм максимум отношения концентрации атомов фтора и кислорода в переходном слое уменьшается от 0,47 до 0,2. Так как концентрация фтора возрастает от

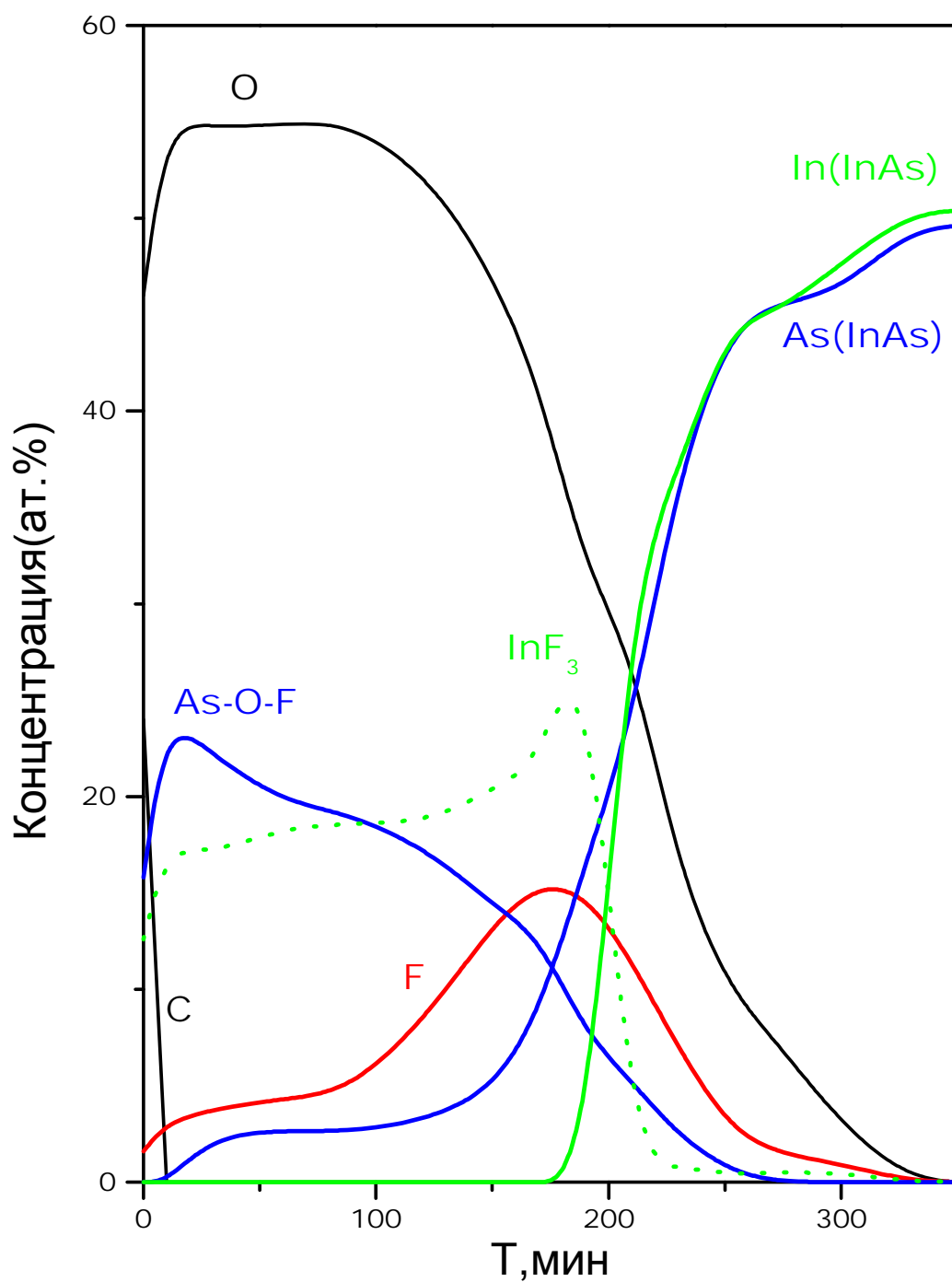


Рис.6.4. Профили распределения кислорода, углерода, фтора, индия и мышьяка по глубине фторированного анодного окисла толщиной 17 нм. Профили распределения оксифторида мышьяка и фторида индия по толщине анодного окисла.

времени роста (при постоянной плотности тока - от толщины пленки), то, вероятно, накопление фтора на границе раздела при увеличении толщины анодного окисла связано с большей, чем у ионов кислорода, скоростью диффузии ионов фтора в растущем АО. Эффект накопления фтора вблизи границы кремния при его термическом окислении в смеси кислорода с NF_3 наблюдался в работе [312], а вблизи поверхности $GaAs$ при окислении пластин в плазме смеси газов O_2/CF_4 [63]. Из сравнения с аналогичными профилями соединений, входящих в состав анодного окисного слоя без фторных добавок (рис.6.3) следует, что общий вид зависимостей отношения концентраций In/As по толщине пленки изменяется незначительно. Отличия, в основном, касаются приповерхностной области. В отличие от АО без фторной добавки, не наблюдается обогащения приповерхностной области соединениями индия. Таким образом, при анодном окислении пластин арсенида индия в содержащем фторид - ионы щелочном электролите образуются окисные слои, имеющие в своем составе фториды индия и оксифториды пятивалентного мышьяка. Формирование на поверхности арсенида индия оксифторидов индия и пятивалентного мышьяка обеспечивает получение ПЗИ-элементов с малой плотностью поверхностных состояний. С фторированным анодным окисным слоем толщиной ~ 15 нм удалось получить границу раздела InAs- диэлектрик, сравнимую по качеству с границей раздела Si-термический SiO_2 .

§ 6.3. Технология и свойства МДП-структур с низкотемпературными диэлектрическими пленками двуокиси кремния

В качестве диэлектриков использовались слои двуокиси кремния, полученные в кварцевом реакторе вертикального типа при атмосферном (атм. SiO_2) и пониженном давлении (ПВД- SiO_2) ~ 150 Торр в результате реакции окисления моносилана в кислороде. Эта реакция изучалась многими авторами и, в частности, в работах [313-316]. В газовой фазе происходит сложная разветвленно-цепная реакция с образованием промежуточных продуктов окисления, которые играют определяющую роль в механизме образования конечных твердых продуктов. В работе [317] предполагается, что диэлектрическая пленка образуется в результате адсорбции промежуточных

продуктов окисления и последующих превращений их на нагретой поверхности в аморфный слой SiO_2 . Реакция полимеризации и конденсации промежуточных продуктов в газовой фазе – наиболее вероятный путь образования мелкодисперсных частиц двуокиси кремния. Поскольку качество диэлектрического слоя определяется соотношением гомогенного и гетерогенного процессов, при синтезе пленки, в первую очередь, выбирались оптимальные условия роста с минимальным образованием порошка SiO_2 в газовой фазе. Кроме того, находились режимы получения слоев с минимальной пористостью и диэлектрической проницаемостью, показателем преломления равным 1,46, обеспечивающих заданные электрофизические параметры МДП-структуры.

Относительно влияния технологических параметров на свойства МДП-структур необходимо отметить следующее. Важно различать измерительные и приборные структуры, поскольку технологический маршрут последних включает множество дополнительных операций. Все технологические операции, связанные с нагревом приводят к увеличению положительного встроенного заряда в диэлектрической пленке, соответственно сдвигают ВФХ МДП-структур в сторону отрицательных смещений, и увеличивают рабочее напряжение приборов, что нежелательно. По этой причине под оптимизированной технологией понимается та, которая при всех технологических операциях приводит к выходу годных изделий (линеек и матриц) с максимально достижимым процентом выхода годных.

На рис.6.5 представлены зависимости скорости роста пленок SiO_2 при атмосферном и пониженном давлении от соотношения скоростей потоков кислорода и моносилана. Для атмосферного SiO_2 , осаждение проводилось при температуре 200°C и соотношении $[\text{O}_2]:[\text{Ar}]=0,8$ об%. По сравнению с осаждением слоев РПД - SiO_2 (температура синтеза 195°C и 220°C), рост слоев SiO_2 при атмосферном давлении происходит в очень узком диапазоне условий роста, что приводит к большей невоспроизводимости данного процесса. При пониженном давлении слои растут в более широком интервале соотношений газов-реагентов (рост пленки в этом случае протекал при скорости потока 150 мл/мин смеси SiH_4 в Ar (5%) и 12 л/мин газа-носителя аргона). Из рисунка видно, что диапазон условий роста расширяется при увеличении температуры

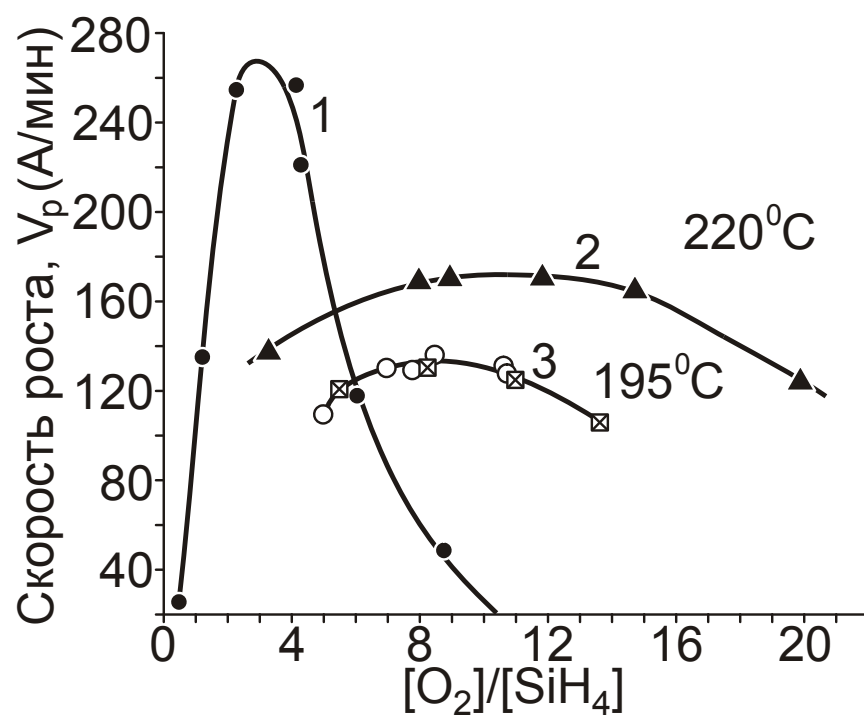


Рис.6.5. Зависимости скорости роста пленок SiO₂ от соотношения потоков кислорода и моносилана. 1- атмосферный SiO₂ (рост при температуре 200° С). 2- РПД SiO₂ при двух температурах роста.

синтеза слоев. Выращенные в широком диапазоне соотношения газов – реагентов при одной температуре, слои РПД-SiO₂ имеют практически одинаковые свойства.

Диэлектрическая проницаемость пленок РПД-SiO₂, выращенных при температуре подложек 220 °С составляет величину 4,44±2% при 78К и 5,64±3% при 300К в диапазоне соотношений [O₂]/[SiH₄] от 3,3 до 14,7. Диэлектрическая проницаемость слоев атм-SiO₂ при комнатной температуре существенно выше ($\epsilon=7,86$), показатель преломления 1,45-1,46.

По разнице значений диэлектрической проницаемости, измеренной при комнатной температуре и температуре жидкого азота, оценивали количество адсорбированной в порах воды. Объемную долю воды в пленках определяли, используя модель параллельных конденсаторов по формуле:

$$D_{\text{воды}} = S_{\text{воды}}/S_{\text{оксид}} \times 100\% = (\epsilon_{300} - \epsilon_{78})/(\epsilon_{\text{воды}} - \epsilon_{78}), \quad (\epsilon_{\text{воды}} = 80).$$

При этом считали, что часть площади диэлектрика занята микрокапилярами воды, которая при температуре жидкого азота находится в замороженном состоянии. Количество адсорбированной воды в пленках РПД-SiO₂ при соотношениях [O₂]/[SiH₄] от 3,3 до 14,7 составляет величину ~ 1,7-1,8 об %. Объемная доля воды в атмосферном SiO₂ выше и равна ~ 3-5 об %.

Пленки РПД-SiO₂, выращенные при температуре 220 °С, травились по толщине с постоянной скоростью 23,8 нм/мин ± 6%. Показатель преломления пленок составлял величину 1,456 ± 0,004. Послойное травление пленок проводили в растворе HF:H₂O=1:100. Диэлектрическую проницаемость пленок находили из емкостных измерений на частоте 100 кГц.

Изменение температуры процесса синтеза диэлектрических слоев оказывает более существенное влияние на свойства пленок, чем соотношение газов - реагентов. С повышением температуры подложки скорость роста увеличивается за счет увеличения подвижности адсорбированных на поверхности подложки структурных групп. Скорость взаимодействия между ними и скорость десорбции летучих продуктов реакции возрастают.

На рис.6.6 приведена температурная зависимость скорости роста для РПД-SiO₂. Увеличение V_p с повышением температуры при неизменных газовых потоках свидетельствует о сдвиге процесса в сторону роста пленки SiO₂ на нагретой поверхности и уменьшении количества второго продукта реакции –

аэросила. Следовательно, должна повышаться гомогенность слоя и уменьшаться его дефектность. Наблюдения за изменениями газовой смеси при осаждении двуокиси кремния с помощью подсветки He-Ne лазером показали, что при поступлении в рабочую камеру моносилана образуются мелкие частицы, видимые в свете лазерного луча, которые отсутствуют над поверхностью нагретого столика (на высоте порядка 1 см).

При увеличении температуры синтеза от 150 °С до 300 °С скорость травления РПД-SiO₂ снижается с 33,2 нм/мин до 15,8 нм/мин, что также свидетельствует о повышении плотности и соответственно уменьшении пористости пленок.

На рис.6.7 приведены кривые изменения ϵ_{ox} в зависимости от температуры осаждения РПД- SiO₂. Излом в величине ϵ_{ox} свидетельствует о пороговом снижении адсорбционной способности пленок, выращенных при температурах выше 200 °С. Количество адсорбированной воды в пленках меняется от ~3,3 об.% для $T_{осажд}=160$ °С до ~1,3 об.% для $T_{осажд}=280$ °С. Интересно отметить, что точка пересечения прямых на рис.6.7. соответствует $\epsilon_{ox} \approx 3,8$, характерной для термической двуокиси кремния. Вторая координата точки пересечения - $T_{осажд} \sim 430 - 450$ °С показывает, что при таких температурах можно вырастить пленки SiO₂, сравнимые по свойствам со слоями двуокиси кремния, полученными термическим окислением. Это согласуется с результатами работы [318], в которой описано поведение двуокиси кремния, выращенной из газовой фазы при химическом окислении силана кислородом при температуре 450 °С и низком давлении. Такие пленки реже пробивались в электрических полях с напряженностью $\sim 8 \cdot 10^6$ В·см⁻¹ и обладали более низкой способностью к захвату дырок и электронов, чем термическая двуокись кремния.

Однако, температура 450 °С неприемлема при изготовлении фотоприемных элементов на основе InAs из-за резкой деградации электрофизических параметров поверхности и приповерхностного слоя InAs. Поэтому при изготовлении МДП-структур на InAs синтез диэлектрика проводится при температуре не выше 220 °С.

Несмотря на высокие значения ϵ_{ox} , показатель преломления слоев РПД-SiO₂ остается $\sim 1,46$. Уменьшение низкочастотной ϵ_{ox} с понижением температу-

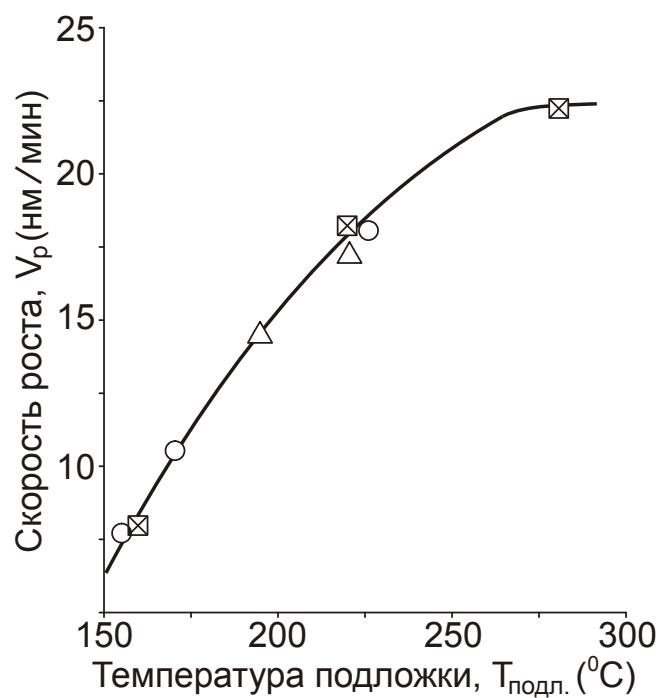


Рис.6.6. Зависимость скорости роста РПД- SiO_2 от температуры подложки. Разные значки относятся к разным образцам, изготовленным в разные годы.

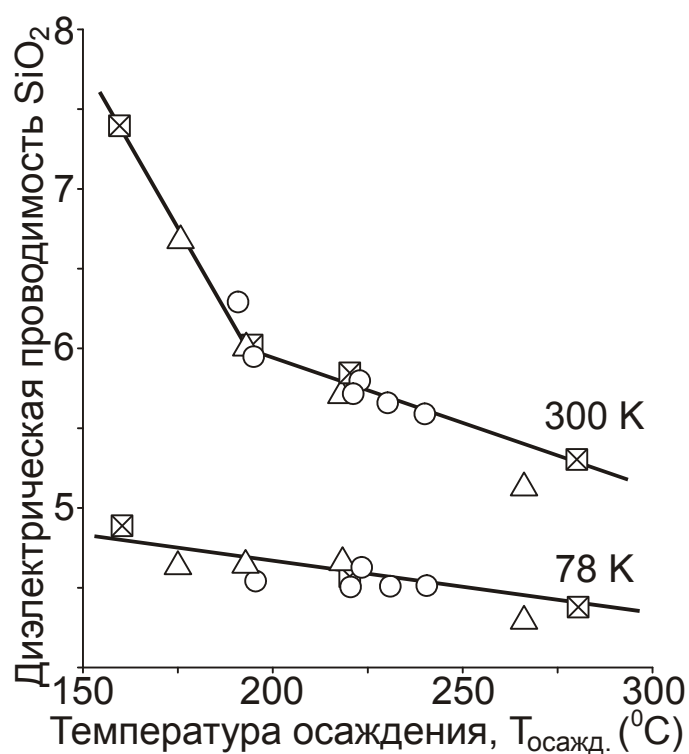


Рис.6.7. Зависимости относительной диэлектрической проницаемости РПД- SiO_2 от температуры осаждения, измеренные при комнатной и азотной температурах. Разные значки относятся к разным партиям образцов.

ры можно объяснить ослаблением влияния ориентационной компоненты дипольной поляризации полярной молекулы воды в пленке. Наблюдается плавное, а не скачкообразное изменение проницаемости при понижении температуры измерений от комнатной до температуры жидкого азота, что свидетельствует о наличии пор малого диаметра, в которых вода не замерзает вплоть до низких температур.

Недостатком, присущим всем пленкам SiO_2 , является наличие пор. Микропоры и внутренние полости в двуокиси кремния размером от 0,3 до 1 нм могут быть следствием молекулярной структуры, когда все атомы расположены в узлах трехмерной решетки [319]. Изучение микропористости с помощью рентгеноструктурного анализа [320], когда регистрировались поры диаметром от 4 до 20 нм, показало, что их количество меняется от $1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (термический SiO_2) до $6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (газофазное осаждение SiO_2 , $T_{\text{осажд}} = 150^\circ \text{C}$). Объемная доля пор в пленках уменьшается с увеличением температуры синтеза от 0,5% ($T_{\text{осажд}} = 150^\circ \text{C}$) до 0,15% ($T_{\text{осажд}} = 200^\circ \text{C}$) и 0,08% ($T_{\text{осажд}} = 400^\circ \text{C}$). В SiO_2 , полученной при термическом влажном окислении поры составляют $\sim 0,07\%$, а при сухом окислении $\sim 0,02\%$ от объема пленки.

Макропористость пленок контролировалась с помощью пузырькового метода [321] с одновременной регистрацией сквозного тока через поры. Пористость слоев атм. SiO_2 варьируется в пределах 80-700 пор/ см^2 , а для РПД- SiO_2 составляет $\sim 30 - 50$ пор/ см^2 (у контрольной термической пленки ~ 20 пор/ см^2). Количество наблюдаемых макропор практически не зависит от температуры осаждения пленок, в то время как величина сквозных токов через поры уменьшается с повышением температуры осаждения. Из анализа статистических данных по пористости химически осажденных пленок можно предположить, что пористость двуокиси кремния (при минимальном количестве пор ≤ 40 пор/ см^2) в определяющей степени связана с процессом роста, но не с состоянием поверхности полупроводника перед нанесением пленки.

Для определения влияния температуры нанесения диэлектрика на параметры МДП-структур были измерены ВФХ при температуре жидкого азота на частоте 100 кГц, температурные зависимости темнового времени релаксации

поверхностного потенциала при неравновесном обеднении, а также ВАХ МДП-структур.

На рис.6.8 показаны изменения V_{FB} в зависимости от температуры синтеза слоев РПД-SiO₂, осажденных при температурах от 160 °С до 280 °С, как на пассивированную фторированным анодным окислом (АО-F) поверхность подложек арсенида индия, так и поверхность, прошедшую только химическую обработку. Фторирование проводилось в щелочном электролите. Видно, что без модификации поверхности подложки InAs анодным окислением во фторсодержащем электролите, вблизи поверхности накапливаются положительные заряды плотностью $(3-9) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и абсолютные величины напряжения плоских зон значительно выше и плохо воспроизводятся. На модифицированной поверхности плотность заряда составляет $(3-5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, при более высокой воспроизводимости результатов.

На рис.6.9 приведены результаты измерений температурной зависимости темнового времени релаксации поверхностного потенциала ($\tau_{\text{рел}}$) при неравновесном обеднении для МДП-структурах как с пассивирующим фторированным анодным окислом, так и без него, для различных температур осаждения РПД- SiO₂. Для структур с АО-F характерны два наклона кривых активационных зависимостей $\tau_{\text{рел}}$ от $1000/T$. В диапазоне температур от 150 К до 200 К энергия активации равна $\sim 0,35 \text{ эВ}$, что близко ширине запрещенной зоны InAs и соответствуют релаксации поверхностного потенциала, связанной с диффузией неосновных носителей из объема к поверхности полупроводника ($\tau_{\text{рел}} \sim n_i^{-2}$). При температурах ниже 150К энергия активации составляет $\sim 0,18 \text{ эВ}$, т.е. приблизительно $E_g/2$ и генерация носителей идет через глубокие уровни вблизи середины запрещенной зоны ($\tau_{\text{рел}} \sim n_i^{-1}$).

В структурах без пассивирующего анодного окисла времена релаксации на порядок ниже, чем с анодным подслоем. Малые значения $\tau_{\text{рел}}$, разброс и несовпадение энергии активации с E_g и $E_g/2$ свидетельствуют о невоспроизводимости свойств границы раздела. Вероятной причиной разброса может быть неоднородность поверхности по электрофизическим свойствам, например, по поверхностному потенциалу. Эти данные подтверждают определяющее влияние приповерхностного слоя InAs на параметры фотоприемных элементов, изготовленных на основе МДП - структур.

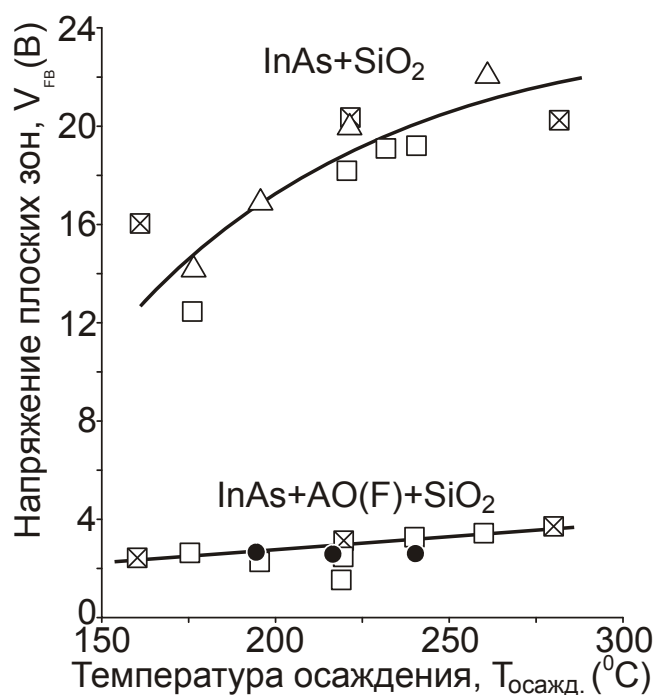


Рис.6.8. Зависимости напряжения плоских зон МДП-структур от температуры осаждения пленки РПД-SiO₂, толщиной 0,12 мкм без подслоя и подслоем фторированного анодного окисла.

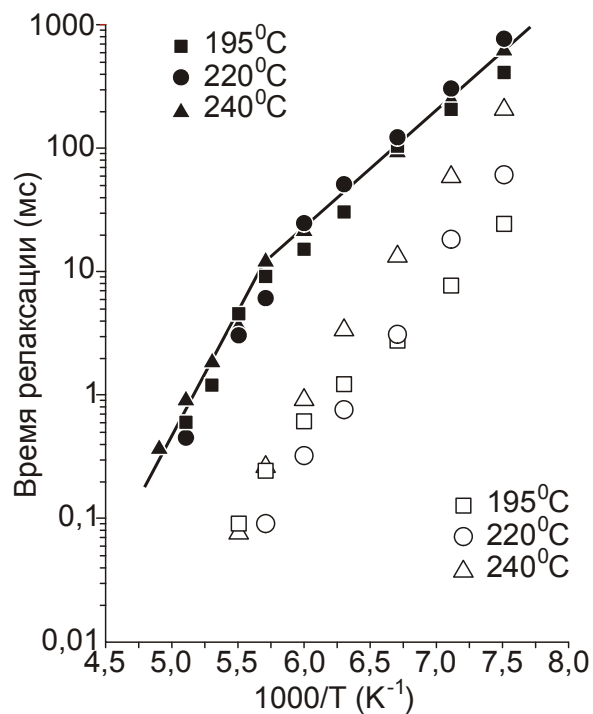


Рис.6.9. Температурные зависимости времени релаксации МДП-структуры по уровню 0,9 при неравновесном обеднении (технология В), полученные при разной температуре осаждения РПД-SiO₂.

На рис.6.10 приведены вольт-амперные характеристики структур InAs-AO(F)-РПД-SiO₂ для нескольких температур осаждения двуоксида кремния. С повышением температуры роста SiO₂ проводимость пленок уменьшается. Характеристики имеют участок экспоненциального роста тока с увеличением поля и участок замедления роста тока, как наблюдалось в работе [322]. Выход на насыщение тока наблюдается лишь в случае температуры синтеза диэлектрика ниже 200 °С. Причем у пленок с большой проводимостью, например, выращенных при 170 °С, пробой происходит в более сильных электрических полях (7-8) 10⁶ В/см. На МДП-структурах с фторированным анодным подслоем наблюдается стабильность времен темновой релаксации поверхностного потенциала при увеличении температуры синтеза РПД-SiO₂ до T=240°С, при этом не увеличивается величина порогового напряжения .

Таким образом, синтез пленок SiO₂ при пониженном давлении, также как и увеличение температуры их осаждения, позволяет получать более плотные слои с меньшим содержанием адсорбированной воды и с более высокими диэлектрическими свойствами, а модифицированная фторированная поверхность InAs обеспечивает воспроизводимые свойства границы раздела в МДП-структурах с РПД-SiO₂ при температурах синтеза ~ 200÷220 °С.

Рассмотрим более подробно некоторые свойства МДП-структур с модификацией поверхности тонкими анодными окислами. Высокочастотные ВФХ измерялись на частотах 100 кГц и 16 кГц. Развертка пилообразного напряжения проводилась от 0 до варьируемого отрицательного значения в диапазоне от –10 В до –60 В при температуре жидкого азота и при комнатной температуре. Скорость развертки варьировалась от 0,07 до 3,5 В/с. Следует заметить, что в первый проход ВФХ всегда отличается от второго. После второго прохода петля гистерезиса ВФХ воспроизводится при дальнейших проходах.

На рис.6.11 показано изменение напряжения плоских зон (V_{FB}) для МДП-структур на арсениде индия с АО, сформированном в щелочном электролите, в зависимости от концентрации фторида аммония. Из сравнения кривых видно, что в отсутствии фтора для двух типов электролитов напряжение плоских зон велико и соответствует положительному встроенному заряду плотностью ~ (3,7-5)·10¹² см⁻². Введение фторид - ионов в состав щелочного электролита

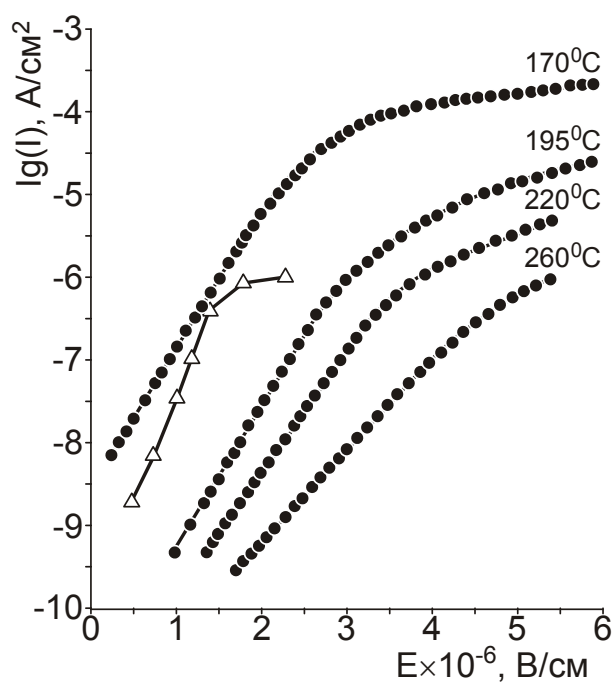


Рис.6.10. ВАХ МДП-структур (технология В), измеренные при $T=300$ К, для нескольких температур осаждения SiO_2 . Треугольники - ВАХ из работы [322].

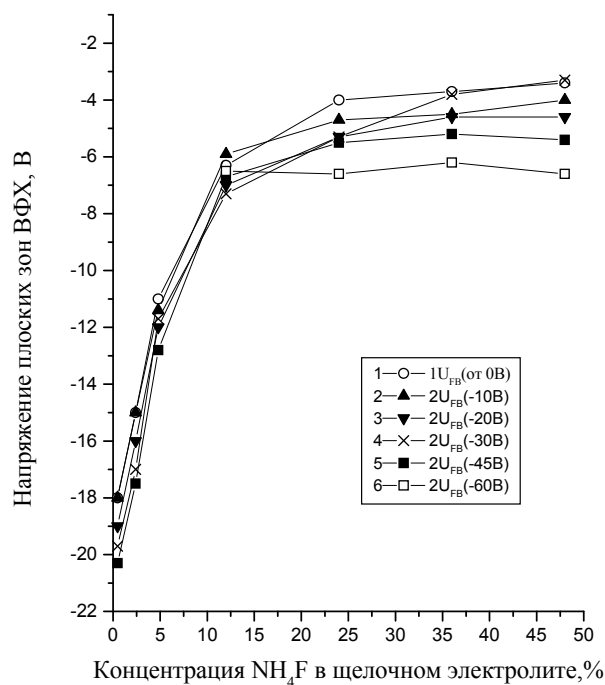


Рис.6.11. Зависимость напряжения плоских зон от концентрации фторид - Ионов в щелочном электролите для разных напряжений развертки при записи ВФХ МДП-структур с анодным подслоем.

приводит к уменьшению плотности заряда до $(6-8) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ причем с ростом $[NH_4F] > 10 \text{ г/л}$ увеличивается полевая нестабильность встроенного заряда. Минимальная величина плоских зон достигается для щелочного электролита при концентрации NH_4F , равной 24 г/л ($V_{FB} = -(4 \div 6 \text{ В})$). Поскольку напряжение плоских зон сильно зависит от концентрации NH_4F в электролите при записи ВФХ напряжение развертки задавали относительно напряжения плоских зон образцов. После установления стабильного гистерезиса после второго обхода петли гистерезиса полевые изменения сдвига V_{FB} соответствуют плотности поверхностного заряда $(2-4) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Рассмотрим влияние фторид – ионов на величину гистерезиса МДП-структур.

На рис.6.12 показано развитие гистерезиса ВФХ в зависимости от концентрации NH_4F для МДП-структур с АО, полученном в щелочном электролите. Для щелочного электролита минимальная величина гистерезиса достигается в электролитах, содержащих 12 г/л NH_4F и слабо зависит от напряжения развертки при записи ВФХ МДП-структур до величины – 45 В. При толщине анодного слоя в 15 нм такая концентрация является оптимальной, когда развитие гистерезиса в электрическом поле минимально и соответствует поверхностной плотности зарядов $\sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В электрических полях $\sim 4,6 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ изменение заряда увеличивается примерно в 2 раза. Как при уменьшении, так и при увеличении концентрации фторид-ионов в щелочном электролите наблюдается усиление гистерезисного эффекта, что связано с ростом плотности ловушек в переходном слое.

На рис.6.13 и 6.14 приведены типичные зависимости равновесных ВФХ и проводимости на переменном сигнале (измерения по точкам от $V = 0$ в сторону инвертирующих напряжений в темноте) Видна общая тенденция изменения ВФХ и проводимости, связанная с плотностью ПС. При увеличении концентрации фторид-ионов наблюдается снижение плотности ПС до неконтролируемой величины методом ВФХ и проводимости на переменном сигнале. Плотность ПС при этом уменьшается с $(2-3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ В}^{-1}$ до величин $< 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ В}^{-1}$. К сожалению, методом проводимости меньшую величину плотности ПС определить не удастся из-за снижения точности вычисления величины G_p/ω с помощью эквивалентной схемы, показанной на рис.26.

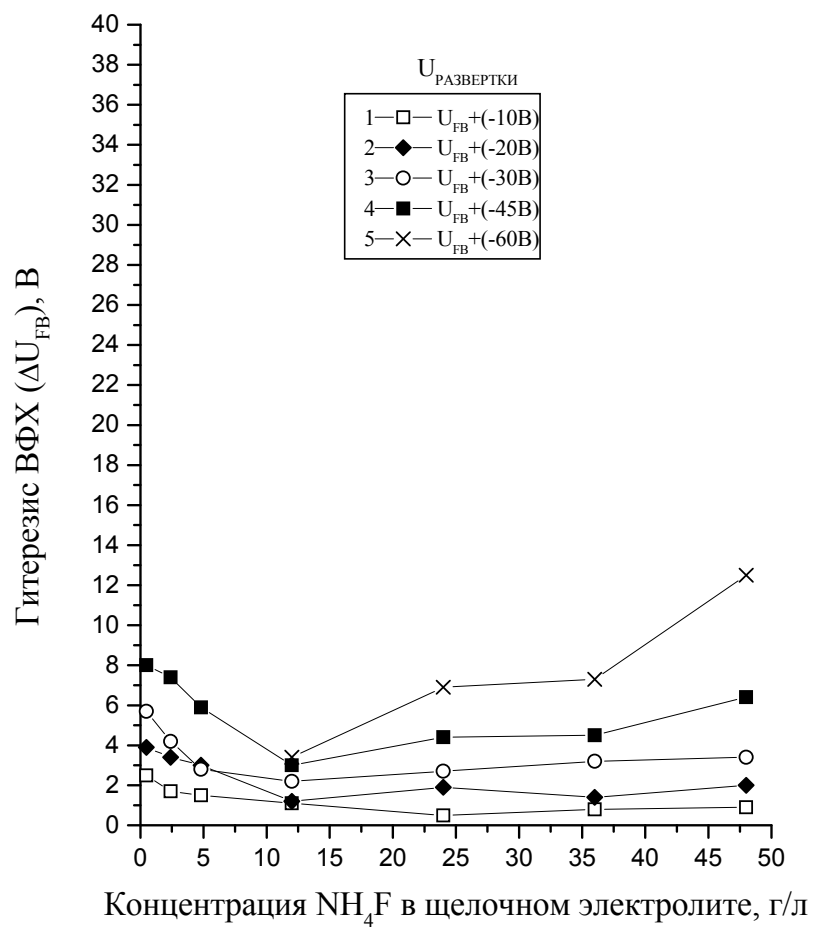


Рис.6.12. Влияние концентрации фтора в щелочном электролите на гистерезис ВФХ МДП-структур InAs-AO(F)-SiO₂-In₂O₃.

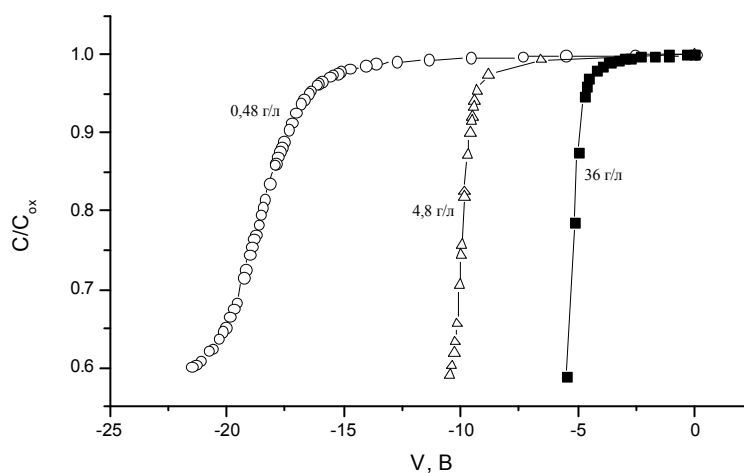


Рис.6.13. Нормированные ВФХ, измеренные в темноте на частоте 16 кГц на МДП-структурах с анодным подслоем, содержащим различное количество фтора (цифры относятся к концентрации NH_4F в щелочном электролите), $T=77$ К.

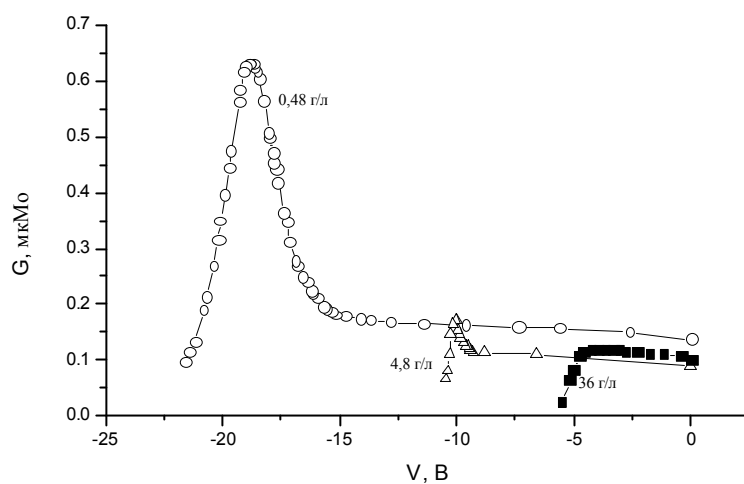


Рис.6.14. Проводимость на переменном сигнале частотой 16 кГц для МДП-структур с анодным подслоем, содержащим различное количество фтора (цифры указывают на концентрацию NH_4F в щелочном электролите), $T=77$ К.

Снижение точности вычислений связана с достаточно большой величиной проводимости в области обогащающих потенциалах МДП-структур (при положительных смещениях). Величина паразитной проводимости связана с потерями в низкотемпературном диэлектрическом слое SiO_2 . Все результаты, приведенные выше, относились к фиксированной толщине переходного слоя фторированного анодного окисла (15 нм). Кратко обсудим выбранную толщину. Рассмотрим влияние толщины АО.

На рис.6.15 и рис.6.16 показаны типичные зависимости изменения напряжения плоских зон и гистерезиса ВФХ от толщины АО при использовании щелочного электролита. Видно, что при увеличении толщины АО можно уменьшить величину V_{FB} до небольших положительных напряжений, соответствующих плотности поверхностного заряда отрицательного знака величиной $(- 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2})$, но при увеличении толщины АО резко возрастает полевая нестабильность МДП - структур, приводящая к развитию гистерезиса. При уменьшении толщины АО меньше 15 нм возрастает невоспроизводимость электрофизических параметров МДП – структур по площади полупроводниковой пластины, что отрицательно сказывается на параметрах многоэлементных ПЗИ-приемников.

Таким образом, выращивание на поверхности подложки InAs фторированного анодного подслоя перед нанесением диэлектрика двуокиси кремния при пониженном давлении позволяет снизить плотность ПС с $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{эВ}^{-1}$ до величин $< 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{эВ}^{-1}$, и получить близкую к идеальной границу раздела полупроводник – диэлектрик.

Дополнительные измерения ВФХ МДП-структур при повышенных температурах $> 240 \text{ К}$, когда высокочастотный вид ВФХ должен трансформироваться в низкочастотные, в соответствии с данными моделирования (рис.2.2), показали, что вплоть до комнатных температур, ВФХ имеют характерный высокочастотный вид.

На рис.6.17 показана типичная характеристика МДП-структуры (технология В), измеренная при комнатной температуре. МДП-структуры, изготовленные по технологии (А) имели аналогичный вид. По этой причине можно утверждать, что исходные ВФХ при повышенных температурах относятся к ситуации, когда уровень Ферми закрепляется на ПС и изменение

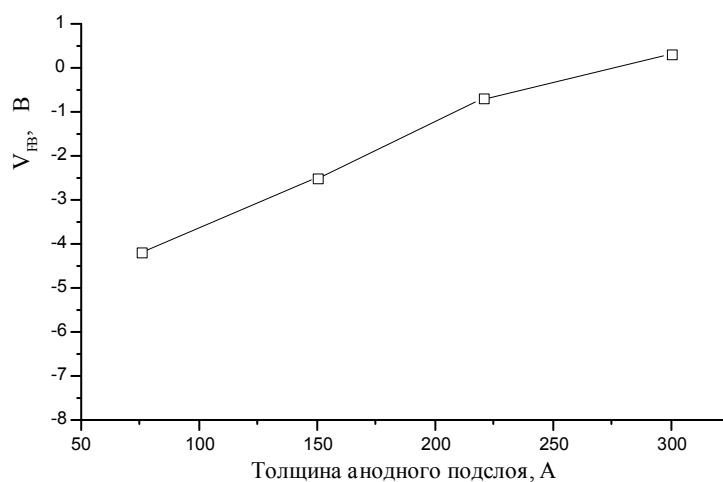


Рис.6.15. Изменение напряжения плоских зон ВФХ МДП-структур при увеличении толщины анодного окисла, выращенного в щелочном электролите.

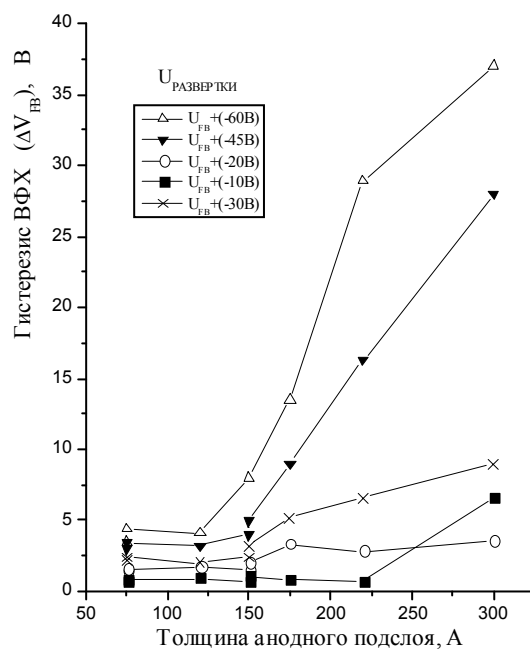


Рис.6.16. Развитие гистерезиса плоских зон ВФХ МДП-структур при увеличении толщины анодного окисла, выращенного в щелочном электролите.

напряжения на МДП-структуре в диапазоне 0 – (-10) В оставляет МДП-структуру при обедняющих потенциалах (происходит полная или частичная экранировка внешнего поля). Такая модель рассматривалась в работах [323-327]. Вероятно закрепление уровня Ферми полупроводника происходит на ловушках переходного слоя с участием гидроксильных групп и возможно молекул воды.

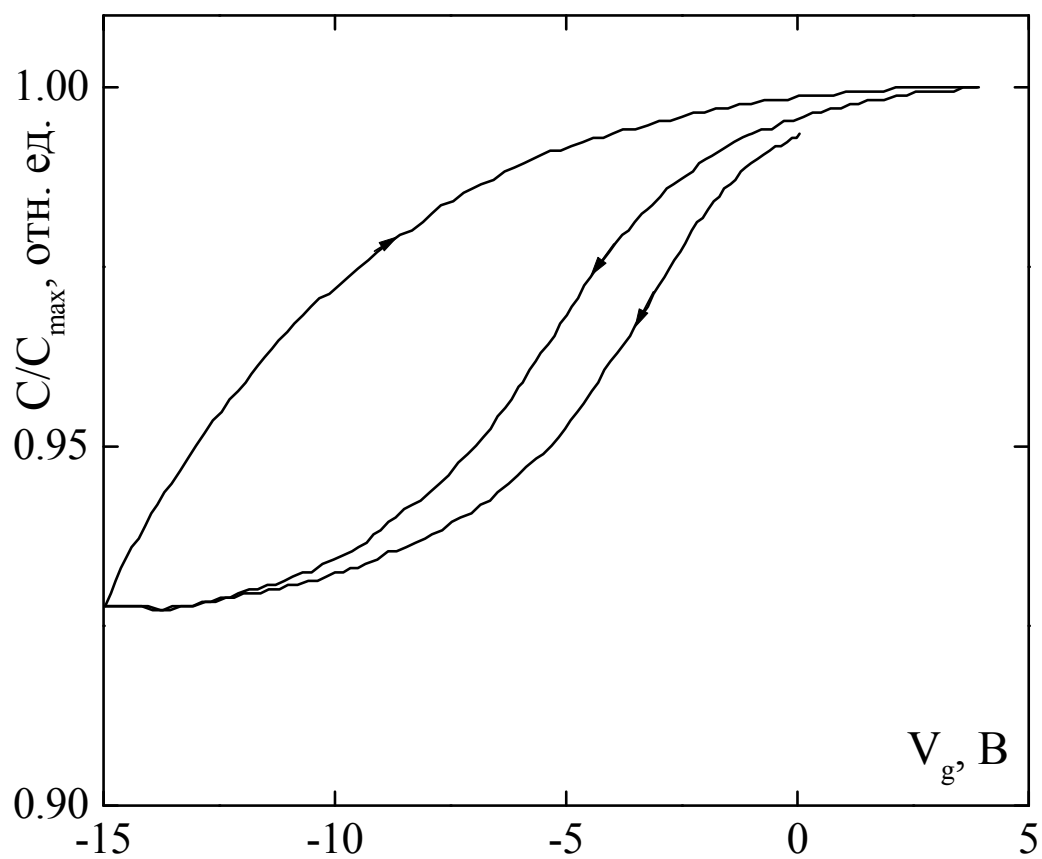


Рис.6.17. Типичная ВФХ МДП-структуры, измеренная на частоте 16 кГц при комнатной температуре и скорости развертки 1 В/с. Затвор МДП-структуры, напыленный слой проводящей окиси индия (In_2O_3).

§ 6.4. Сквозные токи в МДП-структурах.

Несмотря на достаточно развитую технологию нанесения на поверхность InAs пленок двуокиси кремния химическим осаждением при окислении моносилана кислородом, последние по ряду электрических параметров уступают термическим пленкам двуокиси кремния на кремнии. Так, например, свойства МДП-структур нестабильны в сильных электрических полях. На рис.6.18 изображены квазистационарные ВАХ МДП-структур на InAs (технология А), измеренные при обогащающих напряжениях для разных температур. В области температур >200 К ВАХ имеют сильную температурную зависимость, ослабевающую с понижением температуры [328]. Измерение ВАХ осложнялось наличием релаксации тока во времени, поэтому ток измерялся в начальный момент времени после приложения импульсного напряжения, когда уменьшение тока за счет релаксации не превышало 20% от исходной величины. Измерения проводили в криостате, наполненном газообразным азотом.

Квазистационарные ВАХ при низких температурах. Слабая температурная зависимость тока в температурном интервале 77 – 160 К и сильная зависимость от смещения позволяют предположить, что сквозной ток в этой области температур связан с механизмом туннельной инжекции электронов из полупроводника в металл. Будем считать, что электроны туннелируют в металл со дна зоны проводимости полупроводника через барьер треугольной формы. Пренебрегая температурным размытием функции Ферми, описывающей заполнение зоны проводимости электронами, и предполагая, что в запрещенной зоне диэлектрика квазиимпульс туннелирующего электрона связан с энергией простым квадратическим законом, выражение для туннельного тока можно представить в виде [329]:

$$j = q^3 (8\pi h\Phi)^{-1} E_k^2 \exp \left[\frac{-8\pi(2m^*)^{1/2} \Phi^{3/2}}{3hqE_k} \right] \quad (6.1)$$

Анализ показал, что при температуре жидкого азота проводимость определяется туннельной инжекцией из зоны проводимости InAs в металл и ВАХ спрямляются в координатах Фаулера-Нордгейма, как показано на рис.6.19. Сплошной линией показана теоретическая зависимость в соответ-

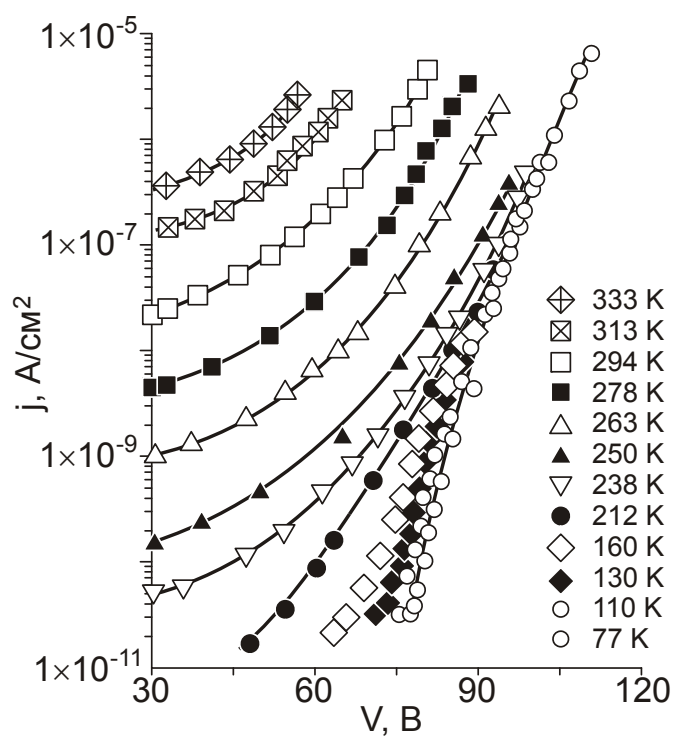


Рис.6.18. Температурная зависимость ВАХ МДП-структур, изготовленных по технологии А.

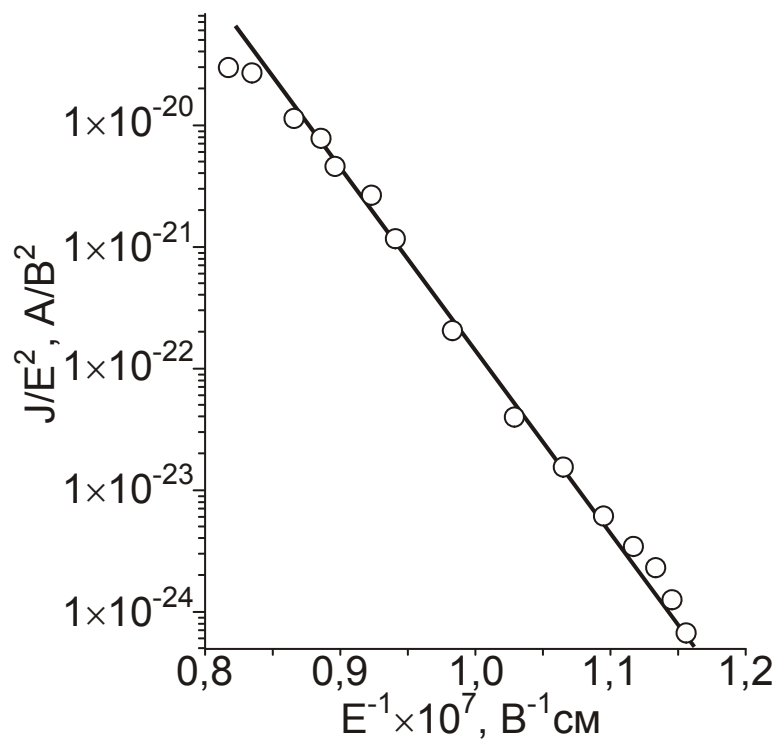


Рис.6.19. ВАХ МДП-структуры, изготовленной по технологии А при $T=77$ К в координатах Фаулера-Нордгейма (кружки). Сплошная линия - теоретическая зависимость при $m^*=0,42 m_0$; $\Phi=4$ эВ.

вии с (6.1). Видно, что большинство экспериментальных точек достаточно хорошо укладывается на прямую линию и соответствует току Фаулера – Нордгейма. Напряженность электрического поля у инжектирующего контакта определялась по формуле:

$$E_k = \frac{V - V_{FB}}{d_{ox}} \quad (6.2)$$

Хорошее соответствие с экспериментом достигается для значений эффективной массы электрона в барьере $m^* = 0,42m_0$ [329] и высоты барьера $\Phi = 3,8 - 4$ эВ. Высота барьера (Φ) для нескольких МДП-структур приведена в таблице 6.1. Высота потенциального барьера на границе раздела $InAs-SiO_2$ определяется энергией сродства к электрону. Энергия сродства электрона в арсениде индия составляет величину 4,9 эВ [330]. С учетом величины сродства к электрону в $SiO_2 \sim 0,9$ эВ величина потенциального барьера в $InAs$ хорошо соответствует высоте найденного потенциального барьера. Некоторое снижение высоты барьера до 3,8 эВ, относительно известной для термических окислов кремния на кремнии ($\sim 4,1$ эВ), можно связать с влиянием переходного слоя на поверхности $InAs$.

Релаксация тока при низкой температуре. При приложении к МДП-структуре постоянного электрического поля напряженностью $(6-8) \cdot 10^6$ В/см наблюдалась релаксация тока во времени по закону $j \sim t^{-n}$ с $n < 1$, зависящим от напряженности электрического поля в диэлектрике. Релаксация тока во времени может быть связана с несколькими причинами [331]: дипольной поляризацией диэлектрика, дрейфом ионов в диэлектрике и захватом электронов в диэлектрике, приводящем к уменьшению напряженности электрического поля у инжектирующего контакта и, соответственно, к уменьшению тока.

При низкой температуре можно пренебречь дипольной поляризацией и миграцией ионов в диэлектрике. Пусть релаксация тока и напряжение плоских зон во времени связаны с захватом электронов на глубокие уровни, локализованные в запрещенной зоне SiO_2 . Предполагая, что инжекция из полупроводника описывается выражением (6.1), изменение напряжения плоских зон МДП-структуры во времени можно представить в виде:

$$V_{FB}(t) = -Q(t) / \varepsilon_{ox} = \frac{E_{k0} \ln(1 + t / t_0)}{-8\pi(2m^*)^{1/2} \Phi^{3/2} / 3hqE_k + \ln(1 + t / t_0)} \quad (6.3)$$

Здесь:

$$t_0 = \frac{\varepsilon_{ox} E_{k0}^2}{[-8\pi(2m^*)^{1/2} \Phi^{3/2} / 3hq] \cdot j_0} \quad (6.4)$$

На рис.6.20 изображена зависимость $V_{FB}(t)$. Сдвиг напряжения плоских зон во времени соответствует захвату электронов в диэлектрике и хорошо согласуется с выражением (6.3). Для концентрации электронов, захваченных на энергетические уровни ловушек в диэлектрике, можно записать [332]:

$$\frac{dn_t}{dt} = \frac{j \cdot \sigma}{q} (N_t - n_t) \quad (6.5)$$

Здесь N_t – плотность ловушек в диэлектрике, σ – сечение захвата электрона на ловушку, n_t – плотность электронов, захваченных на ловушках. В работах [331, 333] рассмотрено решение этого уравнения в предположении захвата инжектированных носителей на плоскость, расположенную в диэлектрике. При плотности ловушек более $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ должна наблюдаться релаксация тока в соответствии с выражением $j \sim t^{-n}$ и $n=1$. При меньших концентрациях ловушек можно получить $n=1$, но релаксация должна прекратиться через несколько десятков секунд, что связано с полным заполнением ловушек электронами. Однако в экспериментах при $t > 10^4$ с насыщения тока не наблюдалось. Экспериментальные результаты объясняются, если предположить, что сечение захвата и плотность ловушек в уравнении (6.5) распределены в диэлектрике по координате. Положим, в соответствии с работой [334], $\sigma = \sigma_0 \cdot \exp(-x/\lambda)$. Решение (6.5) будет иметь вид:

$$j = j(0) \cdot (t_0 / t)^n \quad (6.6)$$

$$n = \frac{\chi N_t \lambda}{1 + \chi N_t \lambda}; \quad t_0 = \frac{q}{\sigma_0 \cdot j_0 \cdot 1,78(1 + \chi N_t \lambda)} \quad (6.7)$$

Уравнение (6.6) описывает наблюдаемую релаксацию тока (рис.6.20), [335]. По зависимости коэффициента n от напряженности электрического поля оценена плотность ловушек в диэлектрике, которая приведена в таблице 6.1.

Таблица 6.1. Электрофизические параметры МДП-структур

Толщина окисла, нм	V_{FB} , В	Φ , эВ	N_t , см^{-3}
104	-12	4	$2 \cdot 10^{20}$
118	-11	3,9	$4 \cdot 10^{19}$
107	-13,6	3,8	$6 \cdot 10^{19}$
123	-8	4	$5 \cdot 10^{20}$

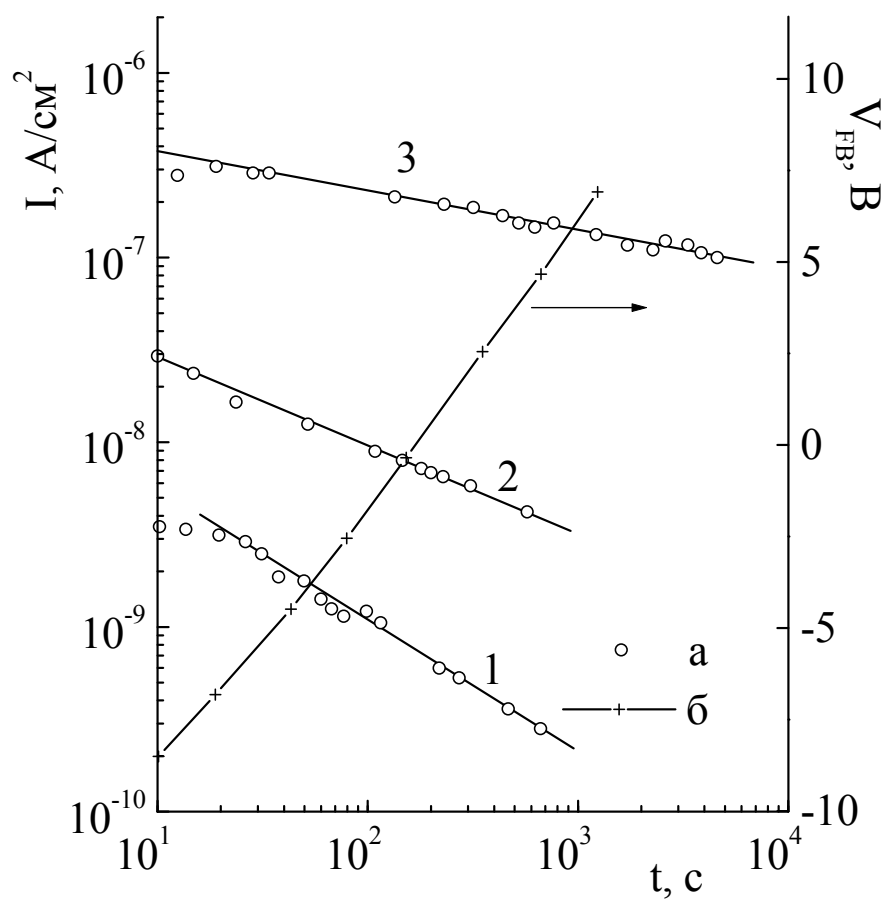


Рис.6.20. Релаксация сквозного тока во времени (а) при разных смещениях, приложенных к МДП-структуре: 1 – ($V=+86$ В, $n = 0,51$, $t_0 \sim 25$ с); 2 – ($V=+95$ В, $n = 0,32$, $t_0 \sim 2$ с); 3 – ($V=+103$ В, $n = 0,18$); б – кривая зависимости $V_{FB}(t)$.

По величине t_0 (рис.6.20) оценено сечение захвата электронов на ловушки в диэлектрике, которое составляет величину $\sigma_0 \approx 8,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$. Следует отметить, что после высокотемпературных прогревов ВАХ МДП-структур, с учетом изменения напряженности электрического поля у инжектирующего контакта в диапазоне температур 77-160 К, величина σ_0 практически не изменялась. Рассмотрим вопрос о влиянии заряда, захваченного в диэлектрике, на форму ВАХ. Измерения релаксации тока во времени показали, что при напряжении на МДП-структуре +86 В величина $t_0 \sim 25 \text{ с}$ (рис.6.21) и достаточно хорошо соответствует величине, оцененной с помощью выражения (6.4). При напряжении +95 В величина $t_0 \sim 2 \text{ с}$ (на рис.6.20 не показана). Предельно малые значения t_0 , фиксируемые в эксперименте, составляли $\sim 1 \text{ с}$ и соответствовали точке на ВАХ $V_p = +97 \text{ В}$ (при 77 К). Экспериментальные точки на ВАХ, расположенные левее этой точки, измерялись за время $t < t_0$, т.е. когда релаксация тока, связанная с накоплением заряда на ловушках диэлектрика не сказывалась на результатах измерений. ВАХ при этом можно считать квазистационарной, отражающей начальное состояние инжектирующего контакта. Для экспериментальных точек, расположенных правее точки V_p , время t_0 не измерялось из-за аппаратных ограничений. Оценка по формуле (6.4) показала, что величина $t_0 < 1 \text{ с}$, что приводит к нарушению условия $t < t_0$ и релаксация тока сказывается на форме ВАХ. По этой причине, экспериментальные точки, лежащие в области максимальных значений напряженности электрического поля (рис.6.19), отклонялись от прямой линии Фаулера-Нордгейма.

В более слабых электрических полях напряженностью $< 3 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ при азотной температуре инжекционная нестабильность МДП-структур проявлялась в виде сдвига напряжения плоских зон (низковольтный гистерезис ВФХ, описан ранее).

Вольтамперные характеристики при повышенных температурах. При более высоких температурах однозначной ясности в механизме проводимости пленок двуокиси кремния нет. Попытка исследования проводимости при повышенных температурах $> 160 \text{ К}$ проводилась в [336]. МДП-структуры можно разделить на два типа. Для первого типа характерна экспоненциально спадающая во времени релаксация тока после приложения смещения, причем

интеграл от протекающего тока по времени соответствовал накопленному заряду в МДП-структуре, измеренному по сдвигу напряжения плоских зон. Для второго типа наблюдалась степенная зависимость релаксации тока во времени, причем интеграл от протекающего тока по времени существенно превышал величину накопленного заряда в МДП - структуре, найденного по сдвигу напряжения плоских зон. Квазистационарные ВАХ МДП-структур при комнатной температуре спрямлялись в двойных логарифмических координатах как показано на рис.6.21. Зависимости имели два характерных участка: линейного возрастания тока с напряжением (омический участок) и более сильного возрастания тока. Перемена полярности существенно не влияла на величину тока. Температурная зависимость тока, измеренная при нагреве образца по линейному закону ($T=T_0+at$), имела максимум, как показано на рис.6.22. Температурная зависимость тока, протекающего в МДП-структуре в начальный момент времени после приложения смещения, имела активационную температурную зависимость с характерной энергией $E_0 \approx 0,63-0,65$ эВ (рис.6.23). После приложения смещения ток релаксировал во времени в сторону уменьшения, причем после релаксации на воздухе МДП-структура очень медленно возвращалась к исходному состоянию и заметно быстрее – в увлажненной атмосфере. При $T>200$ К сквозной ток явно не соответствует туннельному механизму проводимости. Поскольку на границе раздела InAs – SiO₂ присутствует потенциальный барьер высотой ~ 4 эВ (определен при азотной температуре) также можно исключить из рассмотрения механизм проводимости, связанный с эмиссией Шоттки.

Известно, что в пиролитической двуокиси кремния присутствует вода [337]. Наличие воды в пленках двуокиси кремния подтверждается наличием заметной температурной зависимости относительной диэлектрической проницаемости пленок и данными по ИК-спектрам пленок. Измерения ИК-спектров пленок показали, что в спектрах присутствуют три основные полосы поглощения, характерные для Si-O связей: ~ 1070 см⁻¹ (асимметричные валентные колебания), ~ 805 см⁻¹ (деформационные колебания) и ~ 450 см⁻¹ (маятниковые колебания). В спектрах также присутствуют пики поглощения $\sim 2260 - 2269$ см⁻¹ (характерная полоса, связанная с колебаниями Si-H групп), $\sim 3612 - 3650$ см⁻¹ (характерная полоса поглощения для Si – OH групп и ~ 3400 -

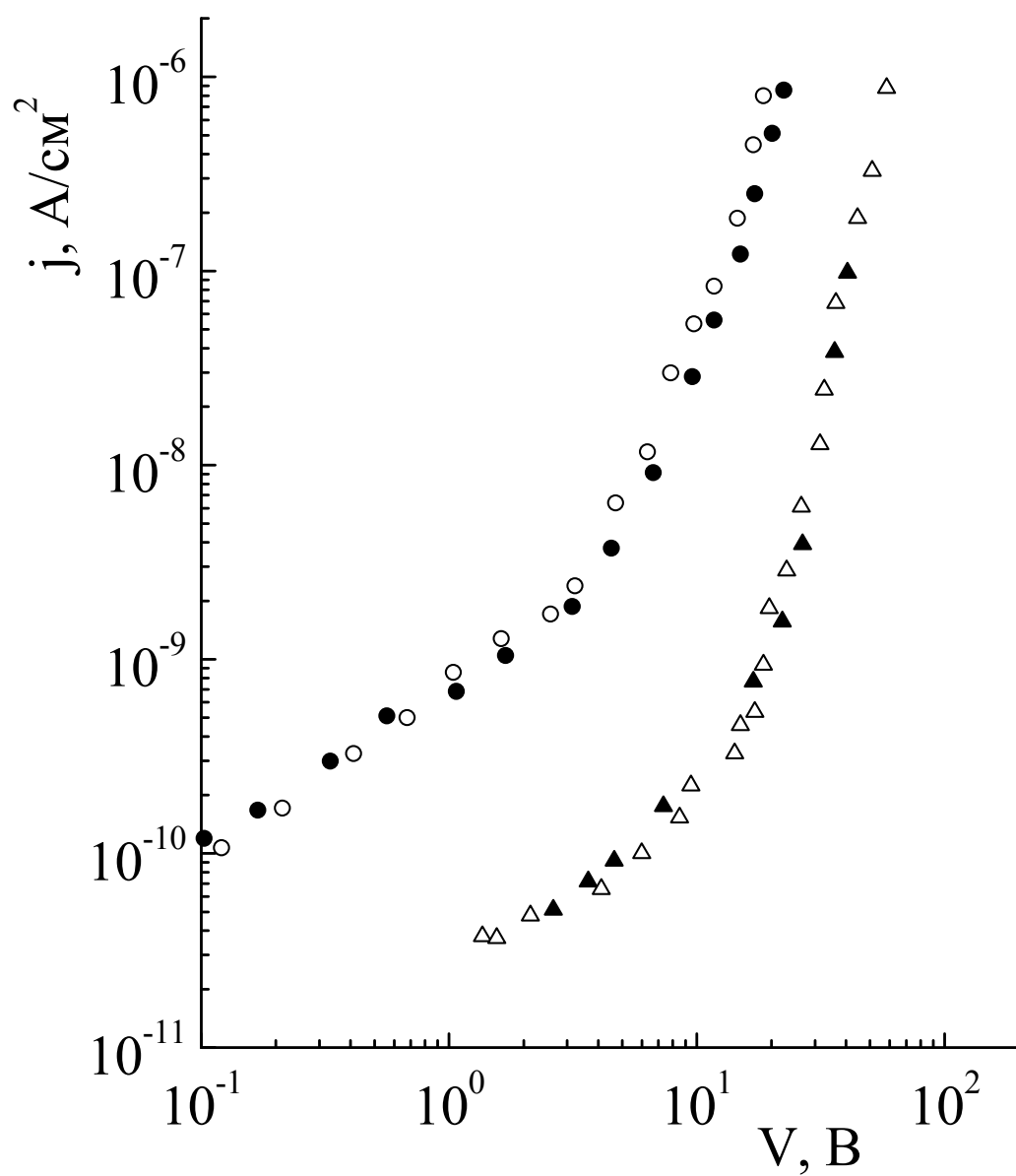


Рис.6.21. ВАХ МДП-структур двух образцов, измеренные при $T = 294$ К. Светлые фигуры при отрицательном смещении на металлическом электроде, темные фигуры – при положительном смещении на затворе.

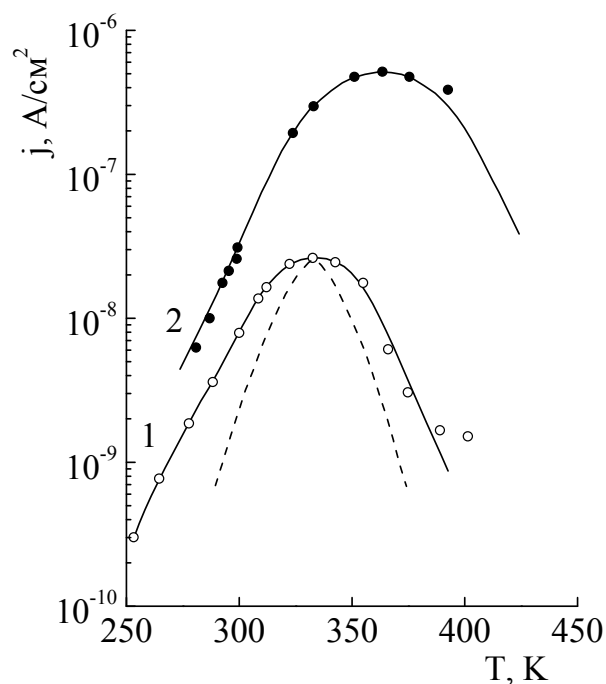


Рис.6.22. Температурные зависимости плотности тока, полученные при линейной скорости нагрева образца. Светлые и темные кружки – экспериментальные точки при смещениях +2 В и +30 В, соответственно. Сплошные кривые – теоретические зависимости с параметрами (1) - $\sigma = 0,8$; $\tau_0 = 1,6 \cdot 10^{-8}$ с; $N_0 = 2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ и (2) - $\sigma = 1,2$; $\tau_0 = 1,2 \cdot 10^{-7}$ с; $N_0 = 3 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$.

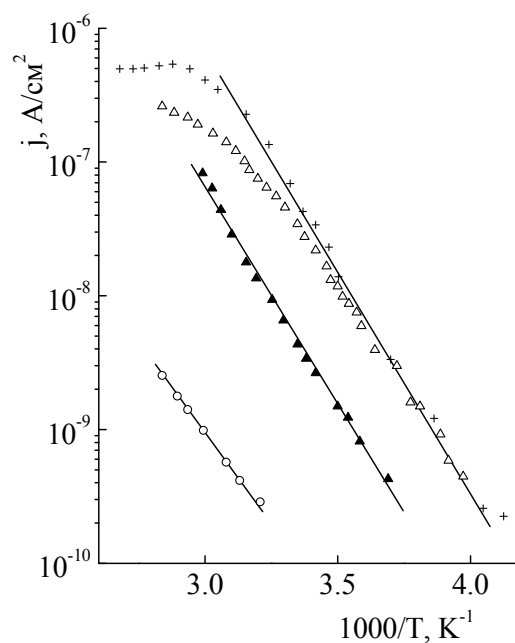


Рис.6.23. Температурные зависимости тока при фиксированном смещении на МДП-структурах: 2,5 В (светлые кружки), 20 В (темные треугольники), 30 В (светлые треугольники и крестики для двух МДП-структур).

3425 см⁻¹ (характерная полоса поглощения для Н – ОН групп). Оценки показывают, что для разных диэлектрических пленок доля воды в пленках составляет 0,77 – 2,7 объемных %.

Можно предположить, что при приложении напряжения к МДП-структуре вода в пленке окисла может диссоциировать в результате протекания химической реакции [338]. Найденная из ВАХ энергия активации соответствует энергии активации протона в термической двуокиси кремния [339]. Ионный механизм проводимости подтверждается и наличием омического участка на ВАХ при малых напряжениях.

Рассмотрим механизм проводимости МДП-структур, связанный с миграцией свободных протонов в гидратированном окисле. Уравнение для тока в отсутствии перезахвата ионов в пленке можно представить в виде [340]:

$$j = qF(t) = -q \frac{dN(t)}{dt} = \frac{N(t)}{\tau_0} \exp\left(-\frac{E}{kT(t)}\right) \quad (6.8)$$

Здесь $N(t)$ – концентрация неподвижных ионов в момент времени t , τ_0 – постоянная времени выброса иона. Пусть в соответствии с [340]:

$$N(t) = \int_{-\infty}^{\infty} n(t, E) dE \quad (6.9)$$

где

$$n(0, E) = \frac{N_0}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{E - E_0}{2\sigma^2}\right) \quad (6.10)$$

Учитывая, что в эксперименте была использована линейная во времени скорость нагрева образца, для функции $F(t)$ можно получить решение в виде, аналогичном [340]:

$$F(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_0}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{E}{k(T_0 + at)} - \frac{(E - E_0)^2}{4\sigma^2} - \frac{1}{\tau_0 a} \int_{T_0}^{T_0 + at} \exp\left(-\frac{E}{k(T_0 + at)} dt\right) dE\right) dE \quad (6.11)$$

Результаты численного решения уравнения (6.11) показаны на рис.6.22. Пунктирная кривая соответствует решению уравнения для моноэнергетического уровня ($\sigma=0$) и заметно уже экспериментальной кривой. Сплошными линиями показаны теоретические зависимости, полученные подгонкой величины σ до совпадения левых ветвей экспериментальных зависимостей $j - T$. Общее количество ионов, неподвижных в начальный момент времени, можно получить интегрированием кривых, изображенных на

рис.6.22. Результаты численного интегрирования показаны в таблице 6.2. Из рис.6.22 видно, что при увеличении смещения, приложенного к МДП-структуре, величина интеграла, рассчитанного по формуле (6.11), возрастает в несколько раз. Такое возрастание можно объяснить, предположив, что в диэлектрической пленке происходит генерация протонов при увеличении средней напряженности электрического поля в пленке. Для проверки этого предположения были измерены ВФХ МДП-структур на частоте 1 мГц, прошедших термополевые испытания, когда МДП-структуры выдерживались при повышенных температурах $\sim 400 - 420$ К под напряжением +2 и +30 В, после чего охлаждались до 77 К для измерения напряжения плоских зон. Величины изменения заряда в пленке, найденные по сдвигу V_{FB} составляли $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ и $\sim 1,1 \cdot 10^{-6}$ К/см², соответственно. В предположении равномерности распределения ионов в пленке диэлектрика плотности зарядов соответствуют плотности ионов $N_0 \sim 1,4 \cdot 10^{-18}$ и $1,8 \cdot 10^{-19}$ см⁻³. Предположение о полевой генерации протонов в окисле позволяет объяснить сверхлинейный рост тока с напряжением, показанный на рис.6.21. Наличие омического участка следует из известного выражения для ионного тока [145]:

$$j \sim (E_{эл} / T) \cdot \exp(-E_0 / kT) \quad (6.12)$$

Здесь $E_{эл}$ – напряженность электрического поля в пленке.

Из положения максимума на зависимости $j-T$ (рис.6.22) и уравнения (6.8) можно получить связь между энергией активации и предэкспоненциальным множителем в известном виде:

$$aE_0 / kT_{\max} = \frac{1}{\tau_0} \cdot \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right) \quad (6.13)$$

Величина τ_0 приведена в таблице 6.2.

Таблица 6.2. Основные характеристики ионной проводимости пленок SiO₂

№ пп	Толщина окисла (нм)	N_0 , см ⁻³ ($V=2$ В)	N_0 , см ⁻³ ($V=30$ В)	τ_0 , с ($V=2$ В)	τ_0 , с ($V=30$ В)
1	104	$2,4 \cdot 10^{18}$	$8,0 \cdot 10^{18}$	$1,8 \cdot 10^{-8}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$
2	118	$2,0 \cdot 10^{18}$	$3,0 \cdot 10^{19}$	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$
3	107	$1,0 \cdot 10^{18}$	$6,0 \cdot 10^{18}$	$1,7 \cdot 10^{-8}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$
4	123	$2,8 \cdot 10^{18}$	$2,9 \cdot 10^{19}$	$1,7 \cdot 10^{-8}$	$4,3 \cdot 10^{-8}$

§ 6.5. Влияние ультрафиолетового и рентгеновского облучения на свойства МДП-структур.

Выше рассматривались полевые нестабильности МДП-структур. Рассматривалось развитие гистерезисных явлений ВФХ и накопление заряда в пленке диэлектрика под воздействием электрических полей. Рассмотрим влияние ультрафиолетового (УФ) облучения на электрофизические свойства МДП-структур. В работе [341] наблюдалось накопление отрицательного заряда в анодном окисле МДП-структур на InAs при освещении. В работе [342] исследовалось зарядовое состояние МДП-структурах, изготовленных по технологии А с полупрозрачным алюминиевым затвором (толщина $\text{SiO}_2 \sim 120$ нм, толщина Al ~ 20 нм). Облучение проводилось с помощью лампы ДВС-25 ($h\nu \leq 6$ эВ) при температуре 77 К. Запись ВФХ проводилась при этой-же температуре. Облучение МДП-структур при разомкнутых контактах или закороченных контактах (затвор – подложка) приводило к незначительному увеличению встроенного положительного заряда (исходное V_{FB} составляло величину -17,6 В). После облучения V_{FB} изменялось до (-20 - -22 В) в зависимости от времени облучения. Заметный отрицательный заряд в диэлектрике накапливался в ситуации, когда в процессе облучения к затвору МДП-структуры было приложено положительное смещение величиной ~ 20 В. Облучение УФ при напряжениях на затворе ~ 10 В практически не изменяло величину V_{FB} (в пределах $1 \div 2$ В). На рис.6.24 показана трансформация ВФХ после УФ облучения. По мере увеличения времени облучения ВФХ могла прийти в новое состояние (кривая 1). Затем со временем ВФХ смещалась, что связано с растеканием отрицательного заряда (кривая 4).

На рис.6.25 показана кинетика изменения напряжения плоских зон при приложении положительных смещений. При облучении в МДП-структурах накапливался отрицательный заряд. Увеличение приложенного смещения выше 20 В ослабляло эффект накопления отрицательного заряда за счет полевой инжекции носителей заряда из контактов. Следует заметить, что с ростом компенсации исходного заряда увеличивался наклон ВФХ, по-видимому, связанный с микромасштабными неоднородностями распределения заряда. Состояния МДП-структур после облучения были инжекционно нестабильными

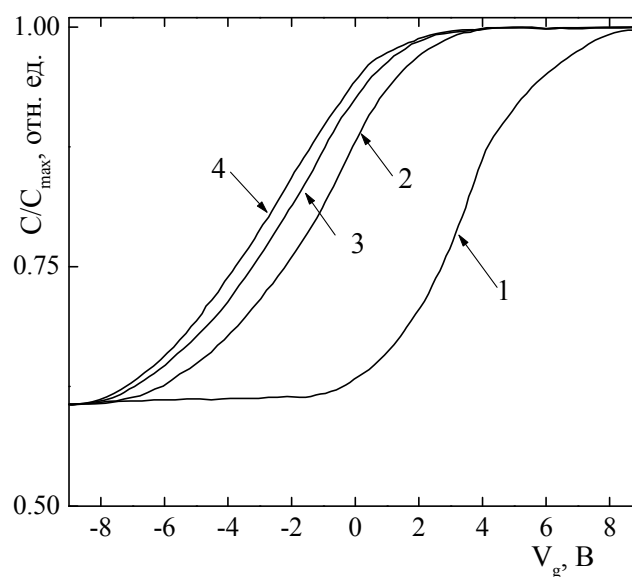


Рис.6.24. Растекание накопленного при УФО заряда в темноте при замкнутом на подложку затворе ($T = 77$ К). Здесь 1 – исходная ВФХ после облучения; 2 - через 180 с; 3 – по истечении 1200 с; 4 – через 4800 с [343].

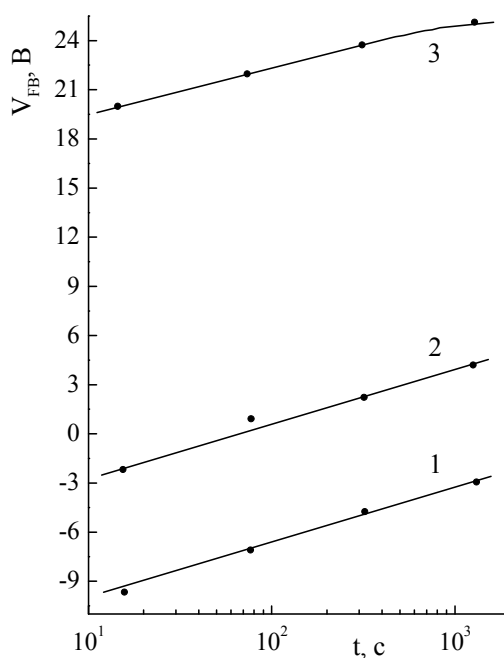


Рис.6.25. Кинетика накопления отрицательного заряда в низкотемпературной SiO_2 при ультрафиолетовом облучении. Параметром служит напряжение на затворе МДП-структуры при облучении. Здесь 1 – $V_g = 20$ В; 2 – $V_g = 30$ В; 3 – $V_g = 50$ В [344].

во времени, в особенности при облучении при напряжениях ≤ 20 В. Последующий нагрев структур до температуры $T = 300$ К приводил к полному растеканию захваченного заряда, накопленного на мелких энергетических ловушках. При больших напряжениях, приложенных к МДП-структурам (> 30 В) при комнатных температурах не происходило полного растекания заряда в течение нескольких суток, что по-видимому связано с зарядом, захваченным на глубокие ловушки в окисле при инжекции зарядов из контактов.

При облучении рентгеновским излучением с мощностью экспозиционной дозы $4,7 \cdot 10^3$ Р/с в пленках двуокиси кремния накапливался положительный заряд (напряжение плоских зон сдвигалось по логарифмическому закону от времени облучения) величиной $(3-5) \cdot 10^{19}$ см⁻³ [342]. Облучение проводилось на рентгеновской установке УРС-11 с хромовым анодом. Накопление положительного заряда происходило равномерно по объему пленки и было связано с захватом неравновесных дырок на ловушки, локализованные в запрещенной зоне двуокиси кремния на 0,6 эВ. Изменение напряжения плоских зон логарифмически зависело от дозы облучения, причем результаты заметно не различались если МДП-структура облучалась при температуре 77 К или 300 К. При вариации толщины подзатворного окисла SiO₂ в диапазоне 60 – 140 нм основные закономерности в накоплении заряда сохранялись, хотя с ростом толщины диэлектрика несколько возрастала и величина объемного заряда. Поскольку рентгеновское облучение в основном производит ионизацию вещества, генерируя электронно-дырочные пары, то положительный объемный заряд, по-видимому, обусловлен неравновесными дырками, захваченными на ловушки в запрещенной зоне двуокиси кремния. Преимущественный захват дырок обусловлен более высоким значением подвижности электронов в двуокиси кремния [345].

На рис.6.26 показана кинетика растекания накопленного заряда при изотермическом отжиге МДП-структур. Накопленный заряд эффективно отжигался (исчезал) также при температурах прогрева МДП-структур до 100-200 С. Оптимальными режимами отжига при проведении НПО являются: $V_g^* = -1$ В, $T^* = 60$ °С, $t = 300$ с.

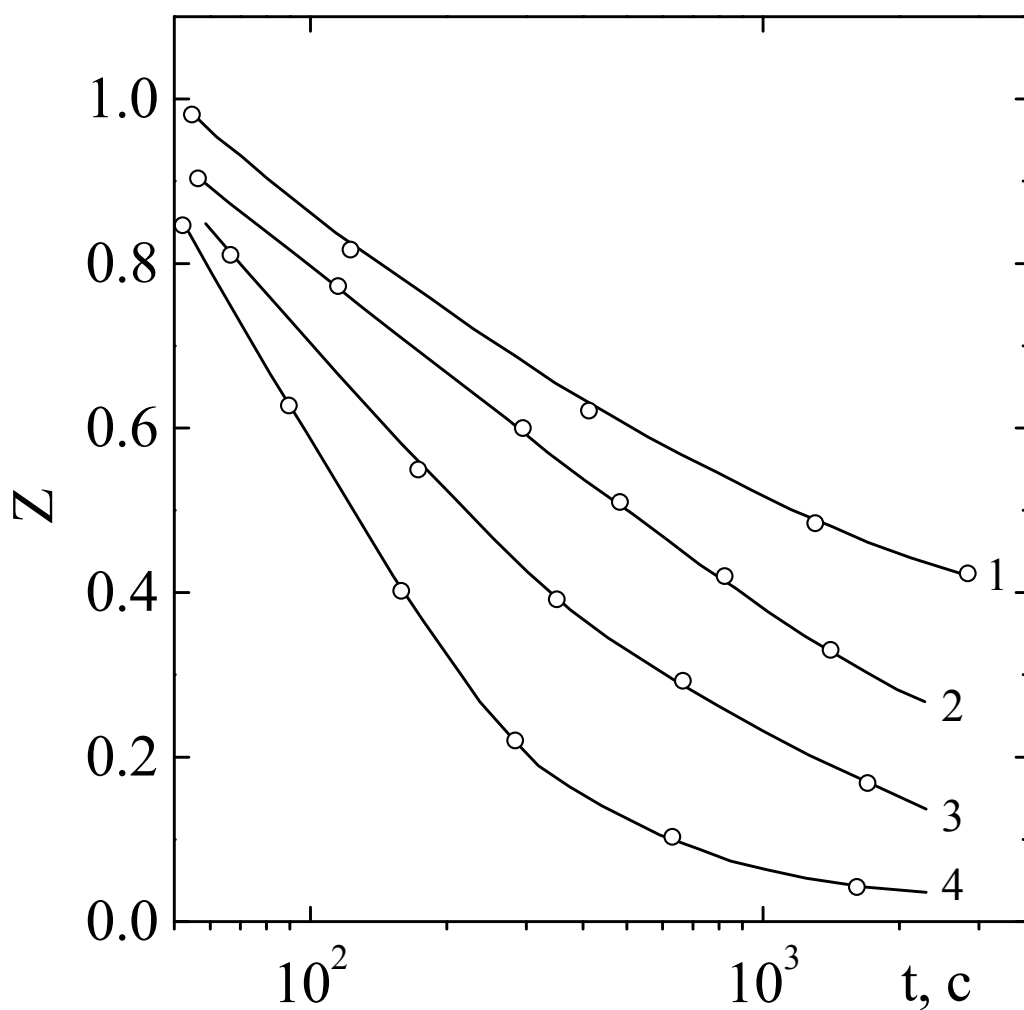


Рис.6.26. Кинетика растекания радиационного заряда (изотермического отжига) после облучения дозой $D_n = 8 \cdot 10^6$ рад при НПО ($V_g^* = -1$ В.). Здесь $Z = (V_{FB}(t) - V_{FB}^0) / (V_{FB}(0) - V_{FB}^0)$; Параметром кривых является температура отжига: (1) – 80 °C; (2) – 100 °C; (3) – 120 °C; (4) – 0 °C.

Основные результаты и выводы главы 6.

1. Показано, что модификация поверхности InAs с помощью различных химических обработок, а также выращиванием тонкого анодного окисла перед нанесением подзатворного диэлектрика SiO₂ не позволяет получить границу раздела InAs – окисел с плотностью ПС ниже $(2-3) \cdot 10^{11} \text{ эВ}^{-1} \text{ см}^{-2}$.

2. Установлено, что введение фторид ионов в состав щелочного электролита при оптимальных концентрациях позволяет сформировать близкую к идеальной границу раздела InAs – окисел с плотностью быстрых ПС на уровне $< 2 \cdot 10^{10} \text{ эВ}^{-1} \text{ см}^{-2}$.

3. Определена оптимальная толщина анодного окисла, составляющая величину ~ 15 нм. Увеличение толщины АО ухудшает стабильность МДП - структур в электрических полях, уменьшение толщины АО ухудшает воспроизводимость электрофизических параметров границы раздела по площади полупроводниковых пластин.

4. Показано, что оптимизированная технология синтеза SiO₂, полученного в реакторе пониженного давления при температурах 200 – 220 °С позволяет получить качественные диэлектрические пленки и обеспечить постоянство скорости роста при заметном изменении соотношения потоков кислород/моносилан. Достигнута пористость пленок SiO₂ на уровне 30 – 50 пор/см², что обеспечивает возможность создания многоэлементных фотоприемных устройств на основе матриц размерностью 128x128 и 256x256 фотоприемных ячеек с высоким процентом выхода годных ячеек.

5. Выяснено, что механизм сквозной проводимости МДП-структур на InAs в сильных электрических полях при температуре ниже 160 К определяется туннельной инжекцией электронов из InAs через окисел SiO₂, формирующий потенциальный барьер треугольной формы высотой 3,8 – 4 эВ.

6. Обнаружено уменьшение туннельного тока во времени в сильных электрических полях после приложения напряжения к МДП-структуре, связанное с захватом электронов на ловушки в SiO₂ с концентрацией $4 \cdot 10^{19}$ - $5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и сечением захвата $\sim 8,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$.

7. Выяснено, что при температурах $T > 200$ К на части образцов наблюдалась ионная проводимость пленок SiO₂ с характерной энергией активации 0,63 – 0,65 эВ, связанная с дрейфом заряженных протонов в

электрическом поле с концентрацией $(1-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (по измерениям в слабых электрических полях напряженностью $< 2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$) и $(6-30) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (по измерениям в электрических полях напряженностью $> 3 \cdot 10^6 \text{ В/см}$).

8. Показано, при облучении рентгеновским излучением МДП-структур в пленке двуокиси кремния при дозах до 10^7 рад накапливался объемный положительный заряд, который эффективно отжигался при температурах 100 – 200 °С.

Глава 7. Туннельная спектроскопия МДП-структур на InAs со сверхтонкими диэлектрическими пленками.

В настоящем исследовании неупругая туннельная спектроскопия была использована для качественного анализа состава сверхтонкого окисного слоя, который практически всегда присутствует на поверхности полупроводника, после любых обработок поверхности образцов и определяет электрофизические характеристики границы раздела полупроводник – диэлектрик. Исследовались также особенности протекания туннельных токов в МДП-структурах со сверхтонкими диэлектрическими слоями. Эти исследования позволили уточнить некоторые характеристики переходного слоя, в частности, провести оценку высоты потенциального барьера на границе полупроводник – диэлектрик.

§ 7.1. Метод туннельной спектроскопии при исследовании твердотельных структур.

К туннельной спектроскопии относят методы исследования туннельных токов в структурах металл-диэлектрик-металл, металл-диэлектрик-полупроводник, металл-полупроводник (в частности барьер Шоттки), *p-n* переход, гетеропереход (контакт двух полупроводников), ряд специфических структур под общим названием квантовые структуры (включая структуры с квантовыми точками) и ряд структур на основе сверхпроводников. Основы методов изложены в нескольких монографиях [346 -351].

В туннельной спектроскопии можно выделить:

1. Исследование монотонных зависимостей вольтамперных характеристик (I - V) и проводимости, измеренной, как правило, на переменном сигнале (G - V) с целью определения величины и формы потенциальных барьеров, закона дисперсии электрона в барьере и особенностей в плотности состояний в полупроводниках (приближение упругого зеркального туннелирования), т.е. когда электрон при туннельном переходе не теряет энергию и не изменяет квазиимпульс) [352 - 355]. На измерении туннельного тока на игольчатом контакте основана работа туннельного микроскопа.

2. Исследование резких особенностей ВАХ в виде пиков и ступенек, связанных с резонансным упругим и неупругим туннелированием электронов через систему потенциальных барьеров и квантовых ям [356 – 362].

3. Исследование тонких особенностей на ВАХ твердотельных структур, составляющих вклад от нескольких долей до нескольких процентов обычного упругого туннельного тока, связанных с неупругим туннелированием электронов, с потерей (приобретением) энергии [350, 363].

Начальное объяснение эффекта дано в работе [364], в которой сформулирована теория процесса неупругого туннелирования посредством учета дипольного потенциала молекулы и потенциала сил зеркального изображения ее в металле электрода в приближении ВКБ. ВКБ приближение требует выполнения адиабатического приближения при вычислении вероятности туннельного перехода. Рост общей прозрачности барьера (вероятности туннелирования сквозь барьер) связан с локальным понижением барьера вблизи примесной молекулы.

Этот процесс характерен для учета колебательных мод молекул, активных в ин-фракрасной области спектра (взаимодействие электрона со встроенным диполем при-меси). Это приближение затем было распространено на моды колебаний молекул активных при рамановском рассеянии света (наведенный диполь) [364, 365]. Дюк в монографии [346] обсуждал проблему на формальном языке туннельного гамильтониана, в котором неупругий канал туннелирования рассматривал как переходы слева направо с матричным элементом перехода (силой) перекрытия потенциалов слева и справа.

§ 7.2. Теория спектральной линии в туннельном спектре.

Процесс неупругого туннелирования, включающий участие колебательных мод молекул примесей в туннельном барьере МІМ (металл-изолятор-металл) открыт и идентифицирован в работе [363].

Рассмотрим процесс неупругого туннелирования электрона, связанного с возбуждением колебательных мод (локализованных фононов) внутри барьера. Пусть во время туннелирования электрон теряет энергию равную энергии возбужденного гармонического осциллятора в барьере.

Экспериментально каждый такой процесс проявляется в виде узкого пика на зависимости $d^2I/dV^2 \equiv d\sigma/dV(V)$ при величине $eV = \hbar\omega$, где ω частота возбужденной моды колебаний.

Пусть электрон туннелирует слева направо, как показано на рис.7.1.

Для упругого процесса туннелирования (I_{el}) конечным состоянием электрона является состояние проводящей зоны с энергией eV Ферми правого электрода. В реальной ситуации туннелирующий электрон может взаимодействовать с фононами электродов или локализованными колебаниями в барьере. При достижении смещения V равного $eV = \hbar\omega$ пороговой энергии возбуждения появляется дополнительный электрон проходящий через барьер с потерей энергии, при этом для электрона справа имеются незаполненные состояния, а электрон появляется на фермиевской поверхности правого электрода. Можно сказать, что происходит увеличение фазового пространства конечных состояний. Дополнительный канал туннелирования приводит к линейному росту тока с напряжением, следовательно, дает ступеньку на проводимости $dI/dV(V)$ и пик на зависимости $d^2I/dV^2(V)$. Зависимость $d^2I/dV^2(V)$ напоминает вид обычного спектра инфракрасного поглощения и называется туннельным спектром.

Следуя работе [366] рассмотрим физическую задачу о взаимодействии электрона туннелирующего сквозь одномерный барьер с локализованной примесью в барьере. Рассмотрим взаимодействие электрона с вибратором в стационарной формулировке одноэлектронного одномерного борновского приближения. Когда электрон движется слева от одномерного потенциального барьера (рис.7.1) вибратор (примесная молекула в барьере) находится в основном состоянии.

Запишем стационарное уравнение Шредингера в виде:

$$\hat{H}\psi(x, \xi) = E\psi(x, \xi) \quad (7.1)$$

Гамильтониан системы запишем в виде:

$$\hat{H}(x, \xi) = \hat{H}_e(x) + \hat{H}_v(\xi) + \hat{H}_{ev}(x, \xi) \quad (7.2)$$

Здесь $\hat{H}_e(x)$, $\hat{H}_v(\xi)$, $\hat{H}_{ev}(x, \xi)$ – гамильтонианы невзаимодействующего электрона, вибратора и гамильтониан взаимодействия электрон – вибратор, соответственно, x – координата электрона, ξ – внутренняя координата вибратора.

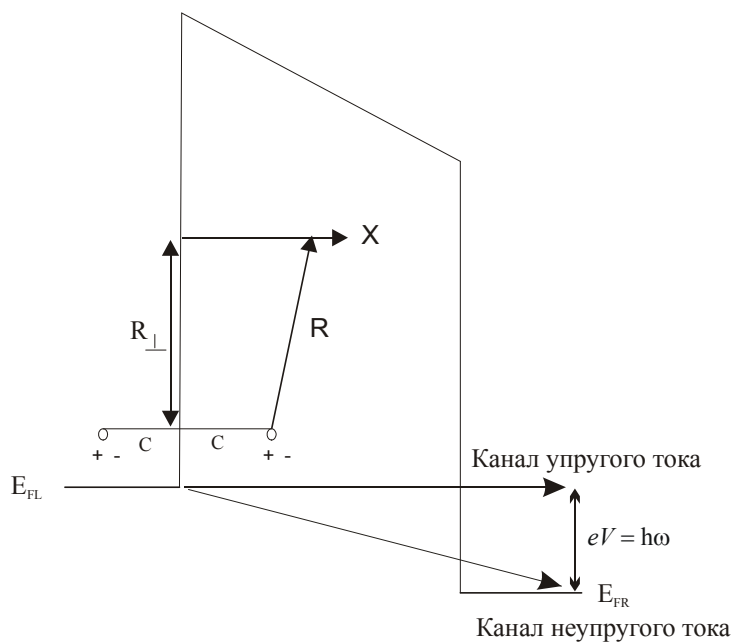


Рис.7.1. Зонная диаграмма МІМ-структуры. Здесь E_{FL} и E_{FR} уровни Ферми левого и правого металлов, соответственно. Показаны каналы упругого и неупругого туннельного тока. Показан диполь, локализованный в барьере на расстоянии c от левого электрода и его зеркальное изображение.

$$\hat{H}_e(x) = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) \quad (7.3)$$

Для простоты рассмотрим прямоугольный барьер:

$$\begin{aligned} V(x) &= V_0 \quad \text{для } 0 < x < b \\ V(x) &= 0 \quad \text{для } x < 0 \text{ и } x > b \end{aligned} \quad (7.4)$$

Положим, что собственные функции гамильтониана вибратора $\hat{H}_v(\xi)$ известны (рассмотрим гармонический осциллятор в линейном приближении). Тогда:

$$\begin{aligned} E_{vm} &= (n + \frac{1}{2})\hbar\omega \\ n &= 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (7.5)$$

Собственные значения функций гамильтониана возбуждения электрон-вибратор найдем из уравнения (7.1). Для этого разложим $\psi(x, \xi)$ по полному набору функций $\Phi_n(\xi)$.

$$\psi(x, \xi) = \sum_n \chi_n(x) \Phi_n(\xi) \quad (7.6)$$

Для простоты в (7.6) возьмем только два первых члена, соответствующих основному (Φ_0) и первому возбужденному состоянию вибратора (Φ_1) поскольку этого достаточно для описания неупругого процесса туннелирования (кроме туннелирования с участием магнитных примесей со спином $1/2$). Тогда можно записать:

$$\psi(x, \xi) = \chi_0(x) \Phi_0(\xi) + \chi_1(x) \Phi_1(\xi) \quad (7.7)$$

Первое слагаемое соответствует упругому зеркальному туннелированию, когда электрон упруго отражается, или упруго туннелирует сквозь барьер. Второе слагаемое соответствует неупругому каналу туннелирования когда электрон неупруго отражается и туннелирует с потерей энергии. Подставим (7.7) в (7.1), последовательно умножим полученное уравнение на $\Phi_1^*(\xi)$ и $\Phi_0(\xi)$, проведем интегрирование по внутренней координате (ξ), опустим члены типа аддитивных добавок к статическому потенциалу типа $\int \Phi_0^*(\xi) H_{ev}(x, \xi) \Phi_0(\xi) d\xi$. В результате получим систему уравнений:

$$\begin{aligned} H_e(x) \chi_0(x) + U(x) \chi_1(x) &= \varepsilon \chi_0(x) \\ H_e(x) \chi_1(x) + U(x) \chi_0(x) &= (\varepsilon - \hbar\omega) \chi_1(x) \end{aligned} \quad (7.8)$$

Здесь

$$\begin{aligned}
U(x) &= \int \Phi_1^*(\xi) H_{ev}(x, \xi) \Phi_0(\xi) d\xi \\
\varepsilon &= E - E_{v0} \\
\hbar\omega &= E_{v1} - E_{v0}
\end{aligned}
\tag{7.9}$$

Для молекулярных возбуждений в барьере следует потенциал взаимодействия взять в виде суммы потенциала диполя и его зеркального изображения в электроде [375].

В нулевом порядке возмущений можем записать для (7.8):

$$[H_e(x) - \varepsilon]\chi_0 = 0 \tag{7.10}$$

Это уравнение для прямоугольного барьера:

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ U_0, & 0 < x < b \\ 0, & x > b \end{cases} \tag{7.11}$$

имеет известное из квантовой механики решение:

$$\chi_0(x) = \begin{cases} e^{ikx} + re^{-ikx}, & 0 < x \\ ce^{-\eta x} + de^{\eta x}, & 0 < x < b \\ te^{ik(x-b)}, & x > b \end{cases} \tag{7.12}$$

Коэффициенты r , c , d , t находятся из условия непрерывности функции и ее производной в области скачков потенциала:

$$\begin{aligned}
r &= \frac{k - i\eta}{2k} (1 - e^{-2\eta b}) c \\
d &= -\frac{k - i\eta}{k + i\eta} e^{-2\eta b} c \\
c &= \frac{2k}{k + i\eta} \left[1 - \left(\frac{k - i\eta}{k + i\eta} \right)^2 e^{-2\eta b} \right]^{-1} \\
t &= \frac{2i\eta}{k + i\eta} e^{-\eta b} c
\end{aligned} \tag{7.13}$$

Здесь

$$\begin{aligned}
k &= \sqrt{2m\varepsilon / \hbar^2} \\
\eta &= \sqrt{2m(U_0 - \varepsilon) / \hbar^2}
\end{aligned} \tag{7.14}$$

В первом порядке возмущений по $U(x)$ можно найти решение (7.9) для волновой функции χ_1 . Поскольку уравнение (7.8) для χ_1 является неоднородным, решение найдем методом функций Грина:

$$\chi_1(x) = \int G(\varepsilon - \hbar\omega, x, x') U(x') \chi_0(x') dx' \tag{7.15}$$

Функция Грина является решением уравнения:

$$[H_\varepsilon(x) - \varepsilon]G(\varepsilon, x, x') = \delta(x - x') \quad (7.16)$$

Ограничимся случаем, когда $U(x)$ вне барьера исчезает и найдем:

$$G(\varepsilon, x, x') = \begin{cases} r(\varepsilon, x')e^{-ikx} & x < 0 \\ c(\varepsilon, x')e^{-\eta x} + d(\varepsilon, x')e^{\eta x} & 0 < x < x' \\ f(\varepsilon, x')e^{-\eta x} + g(\varepsilon, x')e^{\eta x} & 0 < x < x' \\ t(\varepsilon, x')e^{ik(x-b)} & x > b \end{cases} \quad (7.17)$$

Коэффициенты в функции Грина получим из условия производной при $x=0$, $x=b$ и $x=x'$:

$$\begin{aligned} r(\varepsilon, x') &= -\frac{2i\eta}{k-i\eta}c(\varepsilon, x') \\ d(\varepsilon, x') &= -\frac{k+i\eta}{k-i\eta}c(\varepsilon, x') \\ g(\varepsilon, x') &= -\frac{k-i\eta}{k+i\eta}e^{-2\eta b}f(\varepsilon, x') \\ t(\varepsilon, x') &= \frac{2ik}{k+i\eta}e^{-\eta b}f(\varepsilon, x') \\ c(\varepsilon, x') &= \left(\frac{k-i\eta}{k+i\eta}\right)\left(\frac{m}{\hbar^2\eta}\right)e^{-\eta x'}\left(1-\frac{k-i\eta}{k+i\eta}\right)e^{-2\eta(b-x')}\left(1-\left(\frac{k-i\eta}{k+i\eta}\right)^2e^{-2\eta b}\right)^{-1} \\ f(\varepsilon, x') &= -\frac{m}{\hbar^2\eta}\left[e^{\eta x'}-\left(\frac{k-i\eta}{k+i\eta}\right)e^{-\eta x'}\right]\left[1-\left(\frac{k-i\eta}{k+i\eta}\right)^2e^{-2\eta b}\right]^{-1} \end{aligned} \quad (7.18)$$

С учетом (7.18) можем записать:

$$\chi_1(x) = \begin{cases} R'e^{ik'x}, & x > b \\ T'e^{ik'(x-b)}, & x < 0 \end{cases} \quad (7.19)$$

где R' и T'' амплитуды неупруго отраженной и прошедшей волн.

$$\begin{aligned} R' &= \int_0^b dx' r(\varepsilon - \hbar\omega, x')U(x')\chi_0(x') \\ T' &= \int_0^b dx' t(\varepsilon - \hbar\omega, x')U(x')\chi_0(x') \\ k' &= \sqrt{2m(\varepsilon - \hbar\omega)/\hbar^2} \end{aligned} \quad (7.20)$$

Аналогичным образом можно учесть второй и более высокий порядки возмущения и, соответственно, ангармоничность осциллятора.

При расчете амплитуды (7.20) с матричным элементом перехода (7.9) волновые функции осциллятора возьмем в известном виде [256]:

$$\Phi_n(\xi) = \frac{1}{\sqrt{n!}} \frac{1}{\sqrt{2^n}} \frac{1}{\sqrt[4]{\pi}} \frac{1}{\sqrt{\xi_0}} \left(-\frac{d}{d\xi} + \xi \right)^n e^{-\frac{\xi^2}{2}}$$

$$\xi_0 = \sqrt{\frac{\pi}{2\omega}}$$
(7.21)

Рассмотрим потенциал взаимодействия электрон – дипольного взаимодействия $U(x)$ в барьере. С учетом сил зеркального изображения диполя в левом электроде (рис.7.1) можно записать:

$$U(x) = \frac{q(x-c)p_x}{[R_{\perp}^2 + (x-c)^2]^{3/2}} + \frac{q(x+c)p_x}{[R_{\perp}^2 + (x+c)^2]^{3/2}}$$
(7.22)

При локализации диполя на границе раздела с левым электродом ($c = 0$) формула (7.22) переходит в известное соотношение, полученное в [364]. Вычисленная величина потенциала взаимодействия составляет 2 – 5 мВ.

Величину туннельного тока можно вычислить проводя усреднение $U(x)$ по площади. На рис.7.2 и рис.7.3 приведены зависимости туннельного тока, проводимости и туннельного спектра. Видно, что при наличии примесей (диполей) внутри барьера на зависимости туннельного тока от приложенного к барьеру смещения появляется подъем при характерной энергии возбуждения диполя в барьере, связанный с появлением неупругой компоненты. На проводимости появляется характерная полочка и на второй производной туннельного тока от напряжения появляется пик. Величина пика в туннельном спектре отражает плотность возбужденных диполей (молекул) в барьере. Следует заметить, что величина неупругой компоненты туннельного тока составляет величину $\sim 5\%$ от упругой компоненты туннельного тока. При расчетах размер диполя принят равным 0,2 нм.

На рис.7.4 показано влияние высоты потенциального барьера на величину полного туннельного тока. Расчеты показывают, что вклад величины неупругой компоненты туннельного тока остается постоянным и составляет $\sim 3\%$ от полного тока при выбранной концентрации диполей в барьере. При всех расчетах предполагалось, что диполи расположены в математической плоскости параллельной плоскости барьера и удаленной от левой границы электрода (рис.7.1) на некоторое расстояние. Толщина барьера принималась равной 2 нм, концентрация диполей составляла величину 10^{18} см^{-3} . На рис.7.5 показано влия-

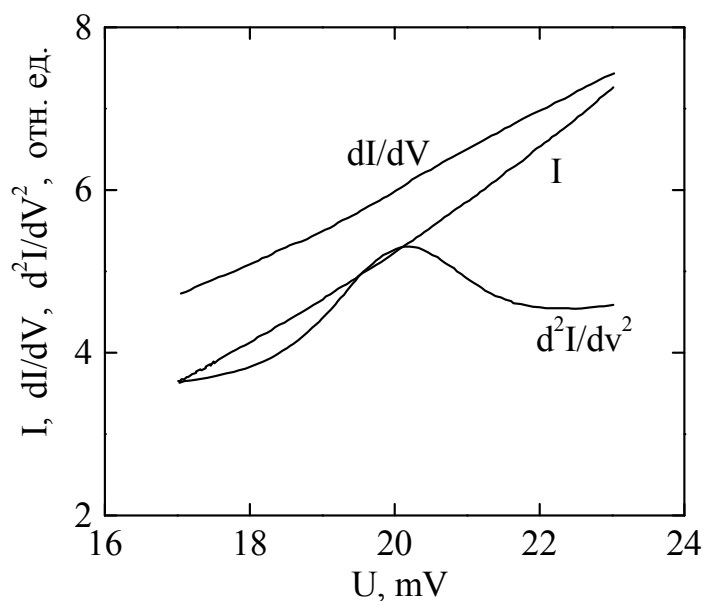


Рис.7.2. Вычисленные величины полного туннельного тока, проводимости и туннельного спектра при температуре 4,2 К структуры площадью 10^{-2} см^2 , плотности диполей $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, дипольного потенциала 2 мВ, высоте потенциального барьера на левом и правом электродах в 1 эВ и $\hbar\omega=20$ мэВ. При вычислениях не учитывалась зависимость прозрачности потенциального барьера от напряженности электрического поля в барьере.

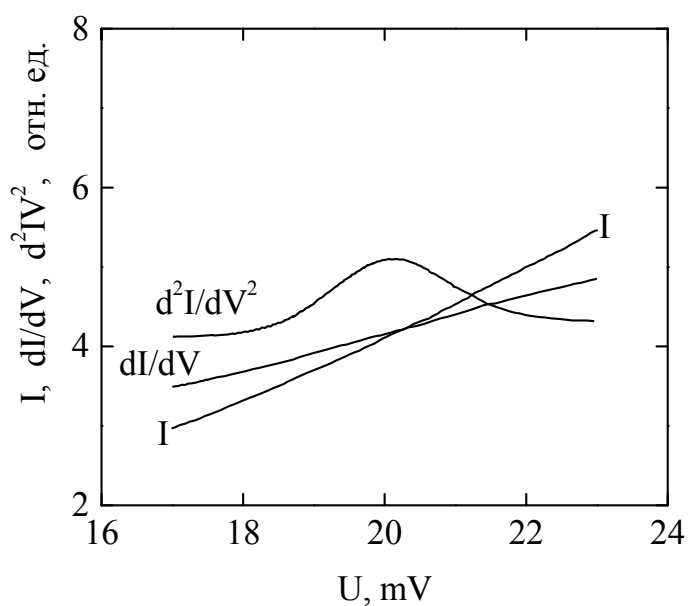


Рис.7.3. Вычисленные величины полного туннельного тока, проводимости и туннельного спектра при температуре 4,2 К с учетом зависимости прозрачности барьера от напряженности электрического поля (трапециидальный барьер).

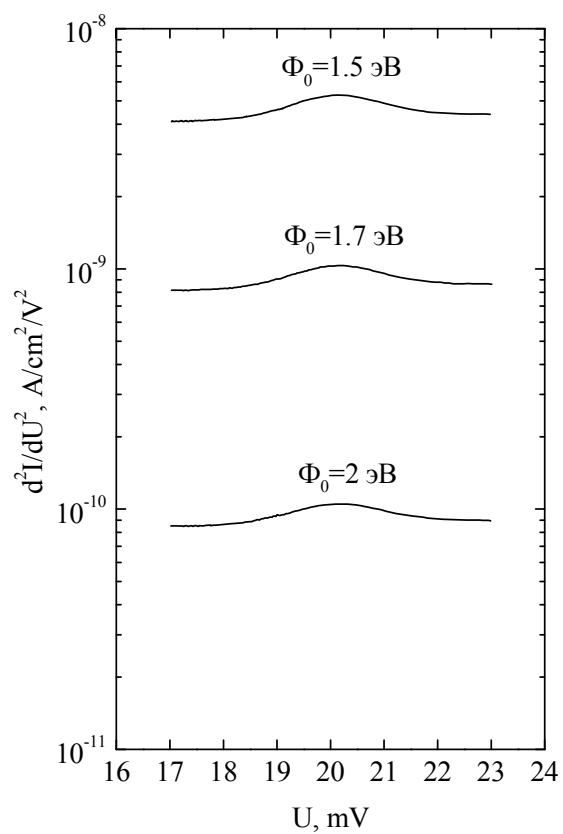


Рис.7.4. Влияние высоты потенциального барьера на величину пика.

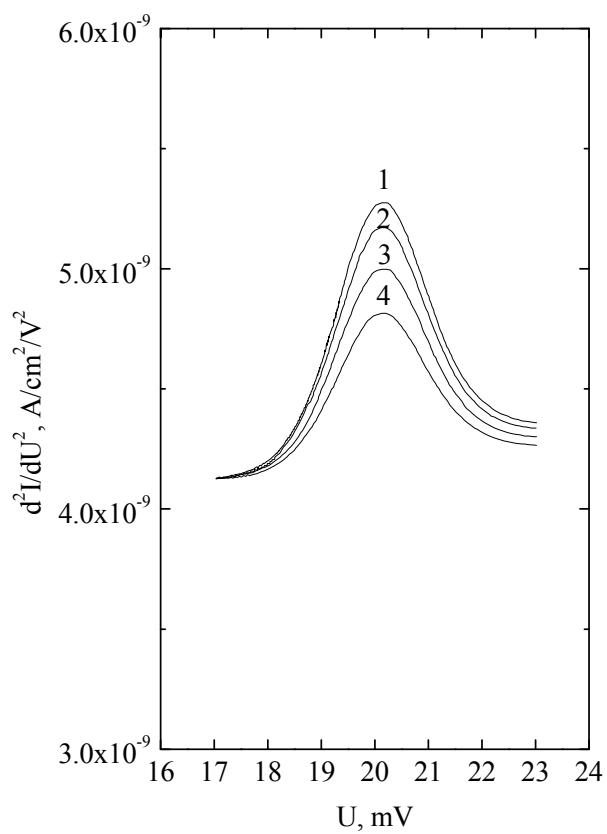


Рис.7.5. Влияния расположения плоскости с диполями на амплитуду пика.

ние расстояния плоскости дипольного слоя от границы левого электрода при постоянной концентрации диполей в плоскости. Видно, что по мере удаления плоскости с диполями от границы раздела левого электрода примерно до середины барьера величина пика линии туннельного спектра падает почти в два раза. Следует отметить, что при вычислениях учитывались силы зеркального изображения только в левом электроде. Концентрация диполей в плоскости принималась равной 10^{18} см^{-3} . Здесь кривые расположены в следующей последовательности: 1 – $c = 0$, 2 – $c = 0,3 \text{ нм}$, 3 – $c = 0,6 \text{ нм}$, 4 – $c = 0,9 \text{ нм}$. Остальные величины в соответствии с рис.7.2.

На рис.7.6 показано влияние концентрации диполей в плоскости на амплитуду линии туннельного спектра. Видно, что вклад концентрации диполей заметно не отличается от линейной зависимости. Видно, что вклад неупругой компоненты туннельного тока при концентрации диполей $\sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ превышает величину упругой компоненты туннельного тока примерно на 10%.

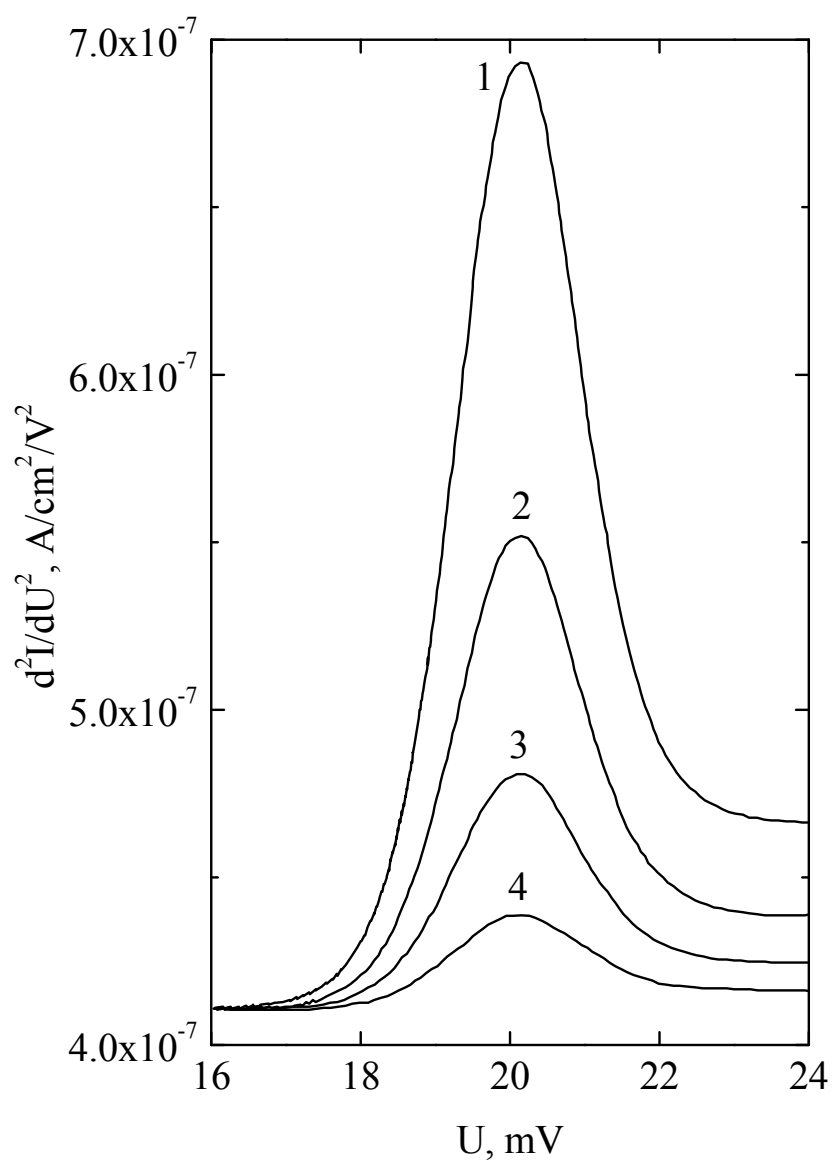


Рис.7.6. Влияние концентрации диполей в слое на амплитуду туннельного пика. Здесь: 1 - $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (вклад неупругой компоненты $\sim 13\%$), 2 - 10^{18} см^{-3} ($\sim 6,7\%$), $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ($3,35\%$), $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ($1,34\%$).

§ 7.3. Туннельная спектроскопия фононов на арсенида индия.

Известно, что пики в туннельных спектрах, измеренные в области малых энергий, могут быть связаны с возбуждением фононов материала электрода. Мы проводили измерения туннельных спектров в МДП-структурах со сверхтонкими слоями термического окисного слоя на подложках *p-InAs* с концентрацией легирующей примеси $\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [367]. Сверхтонкий диэлектрик толщиной 3 – 4 нм был получен окислением полированных и химически травленных подложек *InAs* в сухом кислороде при 300 °С в течение 2 часов. После окисления на поверхность напылялись золотые контактные площадки (площадь $\approx 10^{-4} \text{ см}^2$). Эти образцы можно также отнести к неидеальному барьеру Шоттки. Сопротивление образцов в области малых смещений (напряжение отрицательной полярности прикладывалось к золотому электроду относительно полупроводниковой подложки) составляло величину $10^6 - 10^7 \text{ Ом}$. При измерениях использовалась схема регистрации d^2I/dV^2 с поддержанием на туннельном переходе постоянной амплитуды ($\sim 300 \text{ мкВ}$) синусоидального напряжения частотой 4,1 кГц на фоне медленно меняющегося напряжения развертки. Измерение туннельных спектров проводилось в области энергий 0 – 30 мэВ. Положение пиков в туннельных спектрах на нескольких образцах воспроизводилось с точностью $\sim 0,5 \text{ мэВ}$.

На рис.7.7 показан туннельный спектр МДП-структуры со сверхтонким окислом.

Положение пиков в спектрах сравнивалось с положением максимумов поглощения в ИК-спектрах *InAs* [368]. Пики 9,1 и 13,7 мэВ можно связать с возбуждением поперечных акустических фононов. Пик 18,2 мэВ можно отождествить с возбуждением продольного акустического фонона. Пики в туннельных спектрах при энергиях 23,2; 27 и 30,5 мэВ можно связать с возбуждением оптических фононов в разных точках зоны Бриллюэна. Пик, связанный с возбуждением продольного оптического фонона в *InAs* в туннельных спектрах, наблюдался ранее в работах [347, 369]. Связь между частотами *LO*- и *TO*- фононов можно получить из известного соотношения Лиддейна – Закса – Теллера [370]:

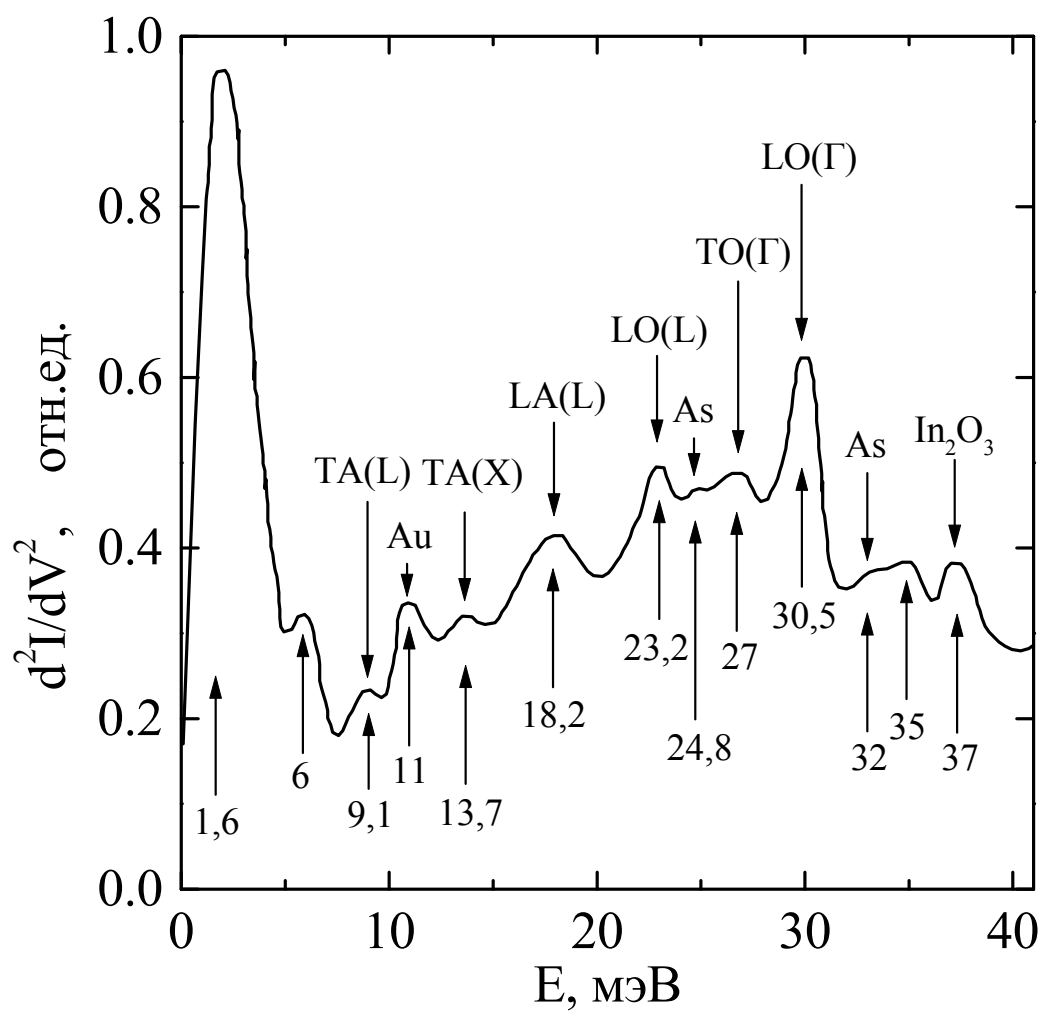


Рис.7.7. Туннельный спектр МДП-структуры Au – сверхтонкий термический окисел – p-InAs.

$$\omega_{LO}^2 = \omega_{TO}^2 \cdot \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty} \quad (7.23)$$

Здесь $\varepsilon_0 = 14,5$ и $\varepsilon_\infty = 11,8$ низкочастотная (статическая) и высокочастотная (оптическая) диэлектрические проницаемости InAs [25], соответственно. При энергии продольного оптического фонона 30,5 мэВ энергия поперечного оптического фонона, найденная в соответствии с соотношением (7.23) составляет 27,5 мэВ, что находится в хорошем согласии с экспериментом.

Пик в туннельном спектре наблюдаемый при энергии 11 мэВ можно связать с возбуждением акустического фонона золотого электрода [371].

Пики в спектрах при энергиях 24,8 и 32 мэВ можно связать с присутствием вблизи границы раздела или непосредственно на границе раздела фазы элементного мышьяка. Наличие фазы элементного мышьяка наблюдалось на окисленных в кислороде поверхностях GaAs и InAs с помощью комбинационного рассеяния. В спектрах комбинационного рассеяния наблюдались пики 200 и 260 см^{-1} [54, 372]. В работе [372] обсуждалось возбуждение оптических колебательных мод аморфного мышьяка по данным ИК – спектров поглощения, комбинационного рассеяния света и рассеяния нейтронов. Отмечаются характерные пики при 200 и 230 см^{-1} . Следует заметить, что пик при 230 см^{-1} соответствует энергии ≈ 28 мэВ. В туннельных спектрах пик в явном виде не проявляется и, возможно, маскируется широким левым крылом пика, соответствующего возбуждению продольного оптического фонона InAs.

Пик в спектрах при энергии 37 мэВ, по-видимому, связан с возбуждением локальных фононов в пленке окисла In_2O_3 . По данным работы [99], термический окисел, выращенный на поверхности InAs, состоит из смеси окислов индия и мышьяка. Сравнение туннельных спектров с ИК-спектрами этих веществ позволяет связать пик 37 мэВ с возбуждением поперечного оптического фонона окисла индия.

Считается [347], что в барьерах Шоттки на основе прямозонных полупроводников испускание фононов с отличным от нуля квазиимпульсом не дает существенного вклада в туннельный ток (т.е. кроме продольного оптического фонона). Это связано с законом сохранения квазиимпульса. В нашем случае существенную роль в формировании наблюдаемого туннельного

спектра играет сверхтонкая диэлектрическая пленка термического окисла, выращенная на поверхности InAs. В работах [373, 374] рассматривались особенности возбуждения фононов в структурах с резкими скачками барьерного потенциала. В работе [375] рассчитывалась вероятность туннельного перехода через барьер Шоттки с диэлектрической прослойкой сверхтонкого диэлектрика и без него. Показано, что в структурах с гладким потенциальным барьером вероятность излучения коротковолновых фононов мала. Вероятность туннелирования резко увеличивается при введение в туннельный переход (внутри барьера) упруго рассеивающих центров. К резкому увеличению туннельной прозрачности приводит наличие резких скачков потенциала на границах металл – полупроводник и диэлектрик полупроводник.

Для проверки теоретической модели были исследованы структуры не содержащие диэлектрической прослойки. Структуры изготавливались по методике описанной в [305]. Суть методики заключалась в предварительной обработке подложек в насыщенном растворе состоящем из смеси соляной кислоты и изопропилового спирта. После обработки поверхность InAs обогащается мышьяком вследствие селективного растворения индия. По данным Оже – и РФЭС – спектроскопии на поверхности пластин InAs после травления образуется пленка мышьяка толщиной $\sim 0,6$ нм (2 монослоя). Эта пленка предохраняет поверхность InAs от окисления в лабораторной атмосфере перед загрузкой пластин в вакуумную камеру. После загрузки образцов в камеру проводился прогрев пластин в сверхвысоком вакууме. При прогреве пластин слой мышьяка десорбировался с поверхности InAs в виде молекул As_2 уже при температуре $200^\circ C$. Поверхность InAs очищалась до атомарной чистоты, причем поверхность оставалась гладкой и упорядоченной (по данным дифракции быстрых электронов). На чистую поверхность InAs “in situ” через маску напылялись платиновые контакты площадью $\sim 10^{-4} \text{ см}^2$.

На рис.7.8 показан типичный туннельный спектр барьера Шоттки без диэлектрической пленки между металлом и полупроводником. Видно, что туннельный спектр резко отличается от спектра, показанного на рис.7.7. Видно, что в туннельном спектре явно выделяется пик, связанный с возбуждением продольного объемного оптического фонона (LO-Г) InAs и пик, связанный с возбуждением двух оптических фононов. Отсутствие возбуждения других

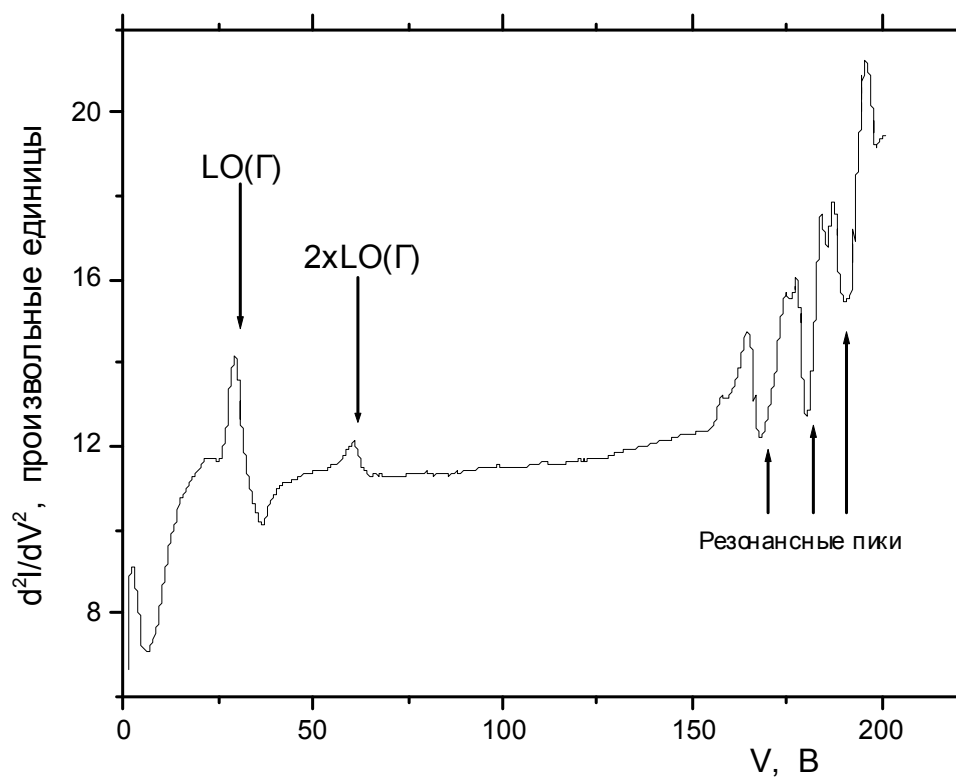


Рис.7.8. Туннельный спектр барьера Шоттки Pt-InAs(*p*-типа) без диэлектрической прослойки между металлом и полупроводником.

типов фононов объясняется формированием гладкого потенциального рельефа в барьере Шоттки. Вблизи границы раздела полупроводник – металл, потенциальный рельеф сглаживается за счет сил зеркального изображения. Качественно наблюдаемые эффекты объясняются следующим образом [376]. Классическая сила F , действующая на туннелирующий электрон, равна $F = -\Delta U$. Такая же сила действует со стороны электрона на кристаллическую решетку, что может привести к возбуждению фонона с квазиимпульсом, не превышающим $\hbar q = F\Delta t$. Поскольку время туннелирования $\Delta t \sim \hbar/U_0$, то $q \sim |\nabla U|/U_0$. Для гладких барьеров $|\nabla U| \sim U_0/d$ ($d \gg a_0$ – ширина барьера), т.е. фононы с $\lambda \gg d$ возбуждаться не будут. Для возбуждения таких фононов необходимо создать неоднородность электрического поля в барьере на длинах $\sim a_0$. По видимому, этим эффектом также можно объяснить наблюдаемое в работе [377] увеличение (в 50 раз) амплитуды пика второй производной туннельного по напряжению, связанного с излучением коротковолновых фононов в экспериментах на туннельном микроскопе. Неоднородность электрического поля вблизи иглы туннельного микроскопа приводит к излучению фононов с длиной волны порядка $2\pi/a_0$.

Роль коротковолновых примесей размещенных в барьере заключается в следующем.

Во - первых, такие примеси создают искажения потенциального барьера на расстояниях порядка радиуса действия примеси, что ведет к появлению дополнительного канала возбуждения фононов. Если полагать, что фонон рождается в области пространства размером порядка его длины волны, то можно говорить о коротковолновых фононах, излучаемых вместе расположения примеси. В случае гладкого потенциального барьера такой механизм является единственным. Если же имеют место разрывы потенциала на границах раздела металл – окисел или окисел - полупроводник, то фононы рождаются как на границах раздела, так и на примесях. Если концентрация примесей достаточно велика ($N \cdot \sigma \cdot d \gg 1$), σ – сечение рассеяния на примеси), то примесный механизм преобладает.

Во - вторых, рассеяние на примесях приводит к существенному увеличению вероятности туннелирования из металла в полупроводник [376], поскольку при наличии примесей у электрона появляется возможность излучить

фонон внутри барьера Шоттки вблизи границы с полупроводником. При этом большую часть пути электрон туннелирует с большей энергией, и туннельная экспонента для него почти такая же, как и для упруго туннелирующего электрона.

Модельные расчеты произведенные по формулам, приведенным в работах [375, 376] показывают, что при введении в барьер примесей в концентрации $\sim 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ интенсивность фононного пика в туннельном спектре можно увеличить на 2 – 2,5 порядка порядка.

Заметим, что пики в туннельных спектрах в области энергий 150 – 170 мэВ (рис.7.8) связаны с резонансными особенностями протекания туннельных токов через глубокие уровни, локализованные в запрещенной зоне InAs. Ранее аналогичные пики наблюдались в туннельных спектрах барьеров Шоттки на основе GaAs [360].

§ 7.4. Неупругая туннельная спектроскопия сверхтонких диэлектрических пленок на поверхности InAs.

Поскольку неупругие туннельные спектры несут информацию о локализованных колебательных модах молекул представляется интересным получить качественную картину о составе тонких естественных окисных пленок, после различных химических обработок поверхности InAs [299]. Для этой цели образцы после предварительной обработки поверхности загружались в вакуумную камеру, откачивались до давления 10^{-7} Торр диффузионным насосом с азотной ловушкой и на поверхность образцов через металлическую маску напылялись золотые контактные площадки диаметром 100 мкм и толщиной ~ 200 нм. Образцы можно отнести к классу МДП-структур со сверхтонким окислом, либо неидеальных барьеров Шоттки (когда между полупроводником и диэлектриком существует туннельно прозрачный слой диэлектрика).

В качестве подложек использовались полированные пластины *p*-InAs с ориентацией (111) А и концентрацией акцепторной легирующей примесью цинка $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. После химико - механической полировки образцы были разделены на четыре группы. На каждой из групп образцов проводилась

химическая модификация поверхности, приводящая к росту на поверхности InAs тонкого естественного окисла.

Первая группа образцов после обезжиривания травилась в смеси молочной и азотной кислот (4:1) и затем дополнительно обрабатывалась в 80% молочной кислоте ($C_3H_6O_3$). После проведения процесса травления образцы отмывались в деионизованной воде.

Вторая группа также обрабатывалась в растворе $C_3H_6O_3$, но после травления образцы высушивались на центрифуге без промывки водой.

Третья и четвертая группы образцов после предварительного обезжиривания обрабатывались в травителе $KOH:H_2O_2$ (1:1) в течение 2 минут, затем в растворе $H_2SO_4:H_2O$ (1:4) в течение 1 минуты при температуре 50 °C, промывались деионизованной водой и сушились в парах ацетона.

Четвертая группа образцов проходила дополнительную модификацию поверхности отжигом химически подготовленной поверхности в атмосфере сухого кислорода при температуре 300 °C в течение 1,5 часов.

Туннельные спектры образцов (зависимости $d^2I/dV^2 - V$) измерялись при поддержании на туннельном переходе постоянной амплитуды (~ 300 мкВ – 1,4 мВ, 4,1 кГц) синусоидального напряжения на фоне медленно меняющегося напряжения развертки. Точность определения положения пиков в спектрах составляла величину лучше 1,2 мэВ. Реальная чувствительность установки позволяла регистрировать изменение в 10^{-5} от основного сигнала при сопротивлениях туннельных структур до 10 мОм. Температура измерения 4,2 К. Время записи спектра ~ 20 мин.

На рис.7.9 показан туннельный спектр образца второй группы после обработки в молочной кислоте. Следует отметить, что образцы первой группы имели практически такой же вид туннельного спектра. Обилие пиков в спектрах указывает на наличие пленки достаточно сложного состава. Толщина естественного окисла по измерениям с помощью эллипсометрии оценивалась величиной 2-3 нм.

Для идентификации линий (пиков в туннельных спектрах) воспользуемся данными инфракрасной спектроскопии соединений индия, мышьяка, молочной кислоты, а также данными комбинационного рассеяния молочной кислоты [378]. Мы также проводили измерения инфракрасных спектров

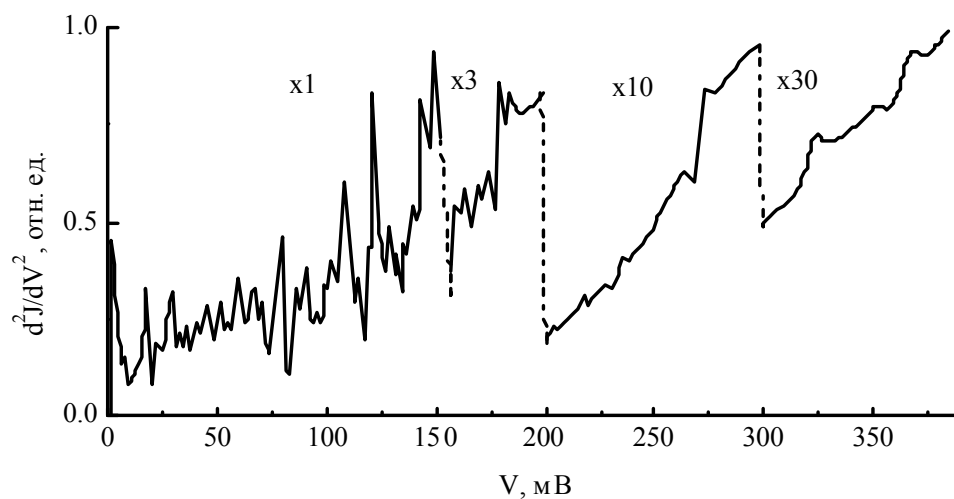


Рис.7.9. Туннельный спектр сверхтонкой пленки естественного окисла после обработки подложек InAs в растворе молочной кислоты.

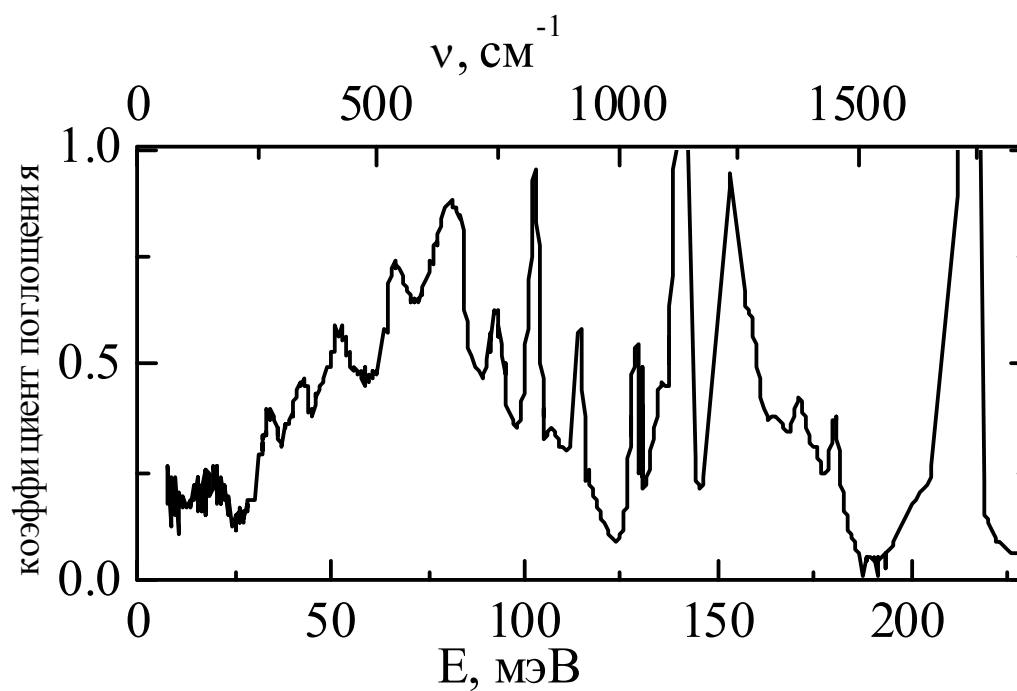


Рис.7.10. Инфракрасный спектр травителя на основе молочной кислоты.

молочной кислоты, которая использовалась в составе травителя при подготовке подложек InAs. ИК – спектр молочной кислоты показан на рис.7.10. Сравнение с известными справочными данными по ИК-спектрам молочной кислоты показало полное совпадение спектров с точностью ~ 1 мВ (8 см^{-1}), однако в наших спектрах присутствуют два дополнительных слабых пиков поглощения при энергиях 19 мэВ ($153,2 \text{ см}^{-1}$) и 117 мэВ ($943,5 \text{ см}^{-1}$).

Известно, что сверхтонкий окисный слой на поверхности InAs после ее химической обработки и экспозиции на воздухе при комнатной температуре состоит из полуторных окислов индия и мышьяка. Также вблизи границы раздела присутствует элементный мышьяк.

В таблице 7.1 приведены литературные данные по ИК-спектрам основных соединений индия и мышьяка: In_2O_3 , $\text{In}(\text{OH})_3$, As_2O_3 , As_2O_5 , HAsO_4 [378] и аморфного мышьяка [54, 372, 379].

В таблице 7.2 приведены энергетические положения пиков в туннельных спектрах образцов первой и второй групп, молочной кислоты и вероятная интерпретация положения пиков с учетом данных таблицы 7.1 и данных по фоновым линиям (рис.7.7). Из таблицы 7.2 видно, что практически все пики, присутствующие в ИК-и КР- спектрах молочной кислоты наблюдались в спектрах образцов группы 1 и 2. Можно сделать вывод, что несмотря на дополнительную отмывку в воде в переходном слое вблизи границы раздела полупроводник - тонкая пленка присутствуют молекулы молочной кислоты. Из анализа туннельных спектров следует, что естественный окисел всегда присутствует на поверхности InAs несмотря на попытку удаления естественного окисла травлением. Окисел появляется за счет окисления поверхности InAs при выдержке образцов в комнатной атмосфере и при отмывке в воде. Можно предположить, что естественный окисел имеет пористую структуру и в поры окисла встраиваются анионы молочной кислоты с образованием лактата, а также молекулы молочной кислоты ($\text{C}_3\text{H}_6\text{O}_3$). Кроме того на внешней поверхности окисла присутствуют адсорбированные молекулы двуокиси углерода, появившиеся при экспозиции образцов на воздухе и в вакуумной камере перед напылением металла. Золотой металлический электрод выбран не случайно. Золото является металлом со слабо выраженным фоновым спектром в туннельных спектрах, не взаимодей-

Таблица 7.1. Пики поглощения в ИК-спектрах соединений In и As.

In ₂ O ₃ (мэВ)	In(OH) ₃ (мэВ)	As ₂ O ₃ (мэВ)	As ₂ O ₅ (мэВ)	HAsO ₄ (мэВ)	Элементарный As (мэВ)
					3,72 [379]
					24,8 [54]
					28,5 [372]
					32,2 [54]
37,8 сл.	39,7 сл.		39 сл.	38 ср.	
45,8 ср.	47,7 сл.	42,1 сил.	43 сл.		
50,8 сл.					
55,8 ср.		59 ср.	55,7 ср.		
67 сл.	63,2 сил.		63,8 сл.		
70 сл.					
74,4 сл.		77,5 ср.	73,8 ср.		
89,5 сл.	92,3 сл.	98,6 сил.	99 сил.	98,5 сил.	
	102,9 сл.	104,1 сл.	106 сл.		
	121 сл.	129 ср.		118,6 сил.	
	134 сл.				
143,8 ср.	143,2 ср.		149 сл.		
150 сл.				150 ср.	
160 сл.	161,2 сл.				
166 сл.					
170,4 сил.	171 сил.				
181 сил.	181 сил.				
201 ср.	201,5 ср.		198 сл.	201 ср.	

Здесь: сл. – слабо выраженный пик, ср. – пик средней интенсивности и сил.
– ярко выраженный пик.

Таблица 7.2. Сравнение положения пиков в НТЭС и молочной кислоты по данным ИК- и КР – спектров.

Пик НТЭС Образца первой группы (мэВ)	Пик НТЭС образца Второй группы (мэВ)	Данные ИК- и КР- спектров $C_3H_6O_3$ (мэВ)	Вероятная интерпретация положения пика
1,8 сил.	1,8 сил.		Полярон
7,5 сл.	7,5 сл.		С-С вращение
18,5 ср.	18,5 ср.		В тексте
25,5 сл.	22,5 сл.		LO-L фонон InAs
30,5 ср.	30,5 ср.		LO-Г фонон InAs
33 сл.	33 сл.	33 сл.(КР-спектр)	
36 сл.	37 сл.		ТО фонон In_2O_3
41,7 сл.	41,5 сл.	41,5 сл.(КР)	ТО фонон As_2O_3
45,5 ср.	45,5 ср.		In_2O_3 (табл.7.1)
51 сил.	51 ср.	51 ср. (ИК-спектр)	In_2O_3 (табл.7.11)
56 сл.	55,5 ср.		In_2O_3 , As_2O_5 (табл.7.1)
59 сл.	59 ср.		As_2O_3 (табл.7.1)
65 ср.	65 ср.	65 ср. (ИК)	
67,5 сл.			ЛО фонон In_2O_3
70 сл.	70 сл.		In_2O_3 (табл.7.1)
74 сл.			In_2O_3 , As_2O_5 (табл.7.1)
75,5 сил.			In_2O_3 (табл.7.1)
		78 сл. (КР)	
85 сл.	85 сл.		В тексте, CO_2
80 сил.	79 сил.	79,8 сл. (КР)	
89,5 сл.	90 ср.	91,7 ср. (КР)	In_2O_3 (табл.7.1)
96,5 сил.	95 ср.		?
99 сил.	98,5 сил.		ЛО фонон As_2O_3 , As_2O_5
102 сил.	101,5 ср	101,6 сил. (КР) 101,9 ср. (ИК)	
107 сл.	107,5 сил.	107,3 ср. (КР)	
		107,9 сл. (ИК)	
114 сл.	114 ср.	114 ср. (КР) 114,3 сл. (ИК)	Внеплоскостные изгибные ОН
118 сл.	118,5 сил.	117 ср. (ИК)	Деформационные ОН
	121 сил.		$In(OH)_3$, (табл.7.1)
129 ср.	129 ср.	129 ср. (КР) 129,7 ср. (ИК)	Вращательные CH_3 -С
132,5 ср.	133 ср.	134 ср. (КР)	Внеплоскостные изгибные СН
135 сл.	135 ср.	135 сл. (ИК)	Изгибные CH_3
140 сл.	140 ср.	139,6 сил. (ИК) 140 ср. (КР)	Изгибные CH_3
	144 сил.		In_2O_3 , (табл.7.1)
150,5 сил.	150,5 сил.	151 сил. (ИК)	
		158,3 сл. (ИК)	

Таблица 7.2 (продолжение). Сравнение положения пиков в НТЭС и молочной кислоты по данным ИК- и КР – спектров.

Пик НТЭС Образца первой группы (мэВ)	Пик НТЭС образца Второй группы (мэВ)	Данные ИК- и КР- спектров $C_3H_6O_3$ (мэВ)	Вероятная Интерпретация положения пика
Пик НТЭС Образца первой группы (мэВ)	Пик НТЭС образца Второй группы (мэВ)	Данные ИК- и КР- спектров $C_3H_6O_3$ (мэВ)	Вероятная Интерпретация положения пика
159,5 ср.	159,5 ср.	160 ср. (КР)	Валентные CH_3-C
164 ср.	164 ср.	164,9 сл. (ИК)	
171 сил.	170 ср.	170,3 сл. (ИК)	In_2O_3 , $In(OH)_3$ (табл.7.1)
174 сл.	175 сл.	174,8 сл. (ИК)	Симметричные валентные $O-C-O$
180 сил.	180,5 сил.	180 ср. (КР) 180,8 ср. (ИК)	In_2O_3 , $In(OH)_3$ (табл.7.1) Деформационные CH_3
186 ср.	186 ср.		?
191 ср.			?
203 ср.	203 ср.	203 ср (ИК)	Деформационные $C-C$
		213,2 сил. (КР)	
		214,1 сил. (ИК)	Валентные $C=O$ димера
219 сил.	218,5 сил.		Валентные $C=O$ мономера
223 сл.			?
227 сл.	227 сл.		?
236 ср.	236 ср.		?
264 ср.	264 сил.		?
274 ср.	274,5 сил.		?
290 ср.			Валентное асимметричное $O-C-O$
323 ср.	324 ср	324,8 ср. (ИК)	
338 ср.		338 сл. (КР)	
	352 широкий		?
		358,5 ср. (КР)	Валентное симметричное CH_3
		363,3 ср. (ИК)	Валентное симметричное CH_3 , CH
	370 широкий	370,7 ср. (КР)	Валентное асимметричное CH_3
		421,5 сил. (ИК)	

Здесь: сл. – слабо выраженный пик, ср. – пик средней интенсивности и сил. – ярко выраженный пик.

ствует с адсорбированными молекулами на внешней поверхности окисла и обеспечивает хороший омический контакт с золотым зондом. Другие металлы, например Al, Pb образуют на внешней границе окисла дополнительные переходные слои своих окислов, что затрудняет интерпретацию туннельных спектров.

Весь диапазон энергий можно условно разделить на область характерную для возбуждения фононов полупроводника (0-32 мэВ) и вращательных колебаний молекулярных групп, область возбуждения деформационных колебаний большинства молекул и молекулярных групп (32 – 200 мэВ) и далее область возбуждения валентных колебаний молекул и молекулярных групп (200 – 500 мэВ).

В первой области можно выделить пик 7,5 мэВ, который можно связать с вращательным колебанием С-С [380] молекулы молочной кислоты. Сравнивая пики в спектрах НЭТС в области энергий, характерных для возбуждения фононных мод с данными ИК-спектров [368] можно связать пик 22,5 мэВ и 30,5 мэВ с возбуждением продольного оптического фонона в L-точке Бриллюэна (LO-L) и продольного оптического фонона в центре зоны Бриллюэна (LO-Г). Пик 18,5 мэВ формально по энергии совпадает с энергией возбуждения продольного акустического фонона (LA-L), однако как видно из рис.7.9 и табл.7.2, его амплитуда заметно выше амплитуды продольного оптического фонона (LO-Г), что весьма маловероятно. Мы наблюдали близкий пик слабой интенсивности (19 мэВ) в спектре раствора молочной кислоты. Вероятнее всего пик 18,5 мэВ можно связать с элементарным мышьяком, который может присутствовать в переходном слое тонкого естественного окисла (табл.7.1). Второй характерный пик мышьяка (~ 28,5 мэВ) можно связать с уширением левой (низкоэнергетической ветви) пика, связанного с возбуждением LO-Г фонона при энергии 30,5 мэВ, как показано на рис.7.7. Пики 37 и 67 мэВ можно связать с возбуждением колебаний в окисле In_2O_3 , пик 37 мэВ соответствует поперечному оптическому фонону. Другие пики, характерные для окисла In_2O_3 также присутствуют в спектрах, хотя часть из них перекрывается пиками молочной кислоты или других примесей: пик 45,5 мэВ, 51 мэВ (перекрывается пиком молочной кислоты), 55,5 мэВ (однако его также можно отнести к пику, связанному с возбуждением колебаний в окисле As_2O_5).

Пик с энергией 1,8 мэВ наблюдаемый в туннельном спектре, по – видимому, связан с формированием полярона в InAs [381].

Пики в туннельных спектрах 85 мэВ, 164 мэВ и 290 мэВ [382] можно связать с возбуждением колебаний молекулы О-С-О на внешней поверхности естественного окисла (молекулы, по-видимому, адсорбируются на поверхности при экспозиции на воздухе и в вакуумной камере перед напылением электродов). Пики 114 мэВ и 118 мэВ связаны с возбуждением деформационных колебаний ОН-групп в пленке окисла. Характерное колебание двойной химической связи валентного колебания С=О в молекуле $C_3H_6O_3$ в состоянии димера [383] известно при энергии 214,1 мэВ (наблюдается в ИК-спектре молочной кислоты). В туннельном спектре колебание двойной связи наблюдается в виде пика при энергии 218,5 – 219 мэВ, что характерно для молочной кислоты в состоянии мономера. По – видимому, отдельные молекулы молочной кислоты в состоянии мономера локализованы в порах (пустотах) естественного окисла.

К окислу мышьяка As_2O_3 можно отнести пики: 41,5 мэВ (характерен и для молочной кислоты), 59 мэВ (в ИК- и КР- спектрах молочной кислоты отсутствует), 98,5 - 99 мэВ, 129 мэВ (характерен и для молочной кислоты).

Спектральная область 129 – 180 мэВ характерна для проявления деформационных колебаний СН- групп, поэтому часть пиков в спектрах по данным табл.7.2 можно приписать молекулярным группам молочной кислоты. Спектральная область в туннельных спектрах 320 – 370 мэВ характера для возбуждений валентных колебаний СН- и CH_3 - групп [384]. Пики в туннельных спектрах в этой области хорошо наблюдаются и также принадлежат молекулярным группам молочной кислоты.

По данным туннельных спектров можно сделать вывод о том, что на поверхности InAs после химической подготовки поверхности присутствует тонкая пленка естественного окисла, состоящая в основном из смеси окислов In_2O_3 , As_2O_3 и элементного As. В порах (пустотах пленки) присутствуют молекулы молочной кислоты. Промывка образцов в деионизованной воде не удаляет с поверхности образцов следы молочной кислоты.

Рассмотрим туннельные спектры образцов третьей (обработка в щелочном травителе) и четвертой группы (обработка в щелочном травителе с

последующим отжигом), при изготовлении которых не использовалась молочная кислота в качестве травителя. Туннельные спектры образцов третьей и четвертой групп, в основном, близки, однако воспроизводимость образцов третьей группы была заметно ниже.

Туннельные спектры образцов четвертой группы имели очень хорошую воспроизводимость. По-видимому, при окислении подложек InAs в кислороде на поверхности формируется однородная окисная пленка с одинаковым химическим составом.

На рис.7.11 показан туннельный спектр образца четвертой группы. В таблице 7.3 приведены энергетические положения пиков в туннельных спектрах с предлагаемой интерпретацией их происхождения.

По данным туннельных спектров в состав термического окисла, полученного окислением подложек InAs в кислороде входят полуторные окислы In_2O_3 , As_2O_3 , по-видимому, присутствуют также окислы более высокой степени окисления (типа As_2O_5) и гидроокись индия. Вероятно, что гидроокись индия в пленке естественного окисла появляется во время выдержки образцов в комнатной атмосфере. По этой-же причине появляются молекулы примесей, которые проявляются в туннельных спектрах при энергиях > 110 мэВ.

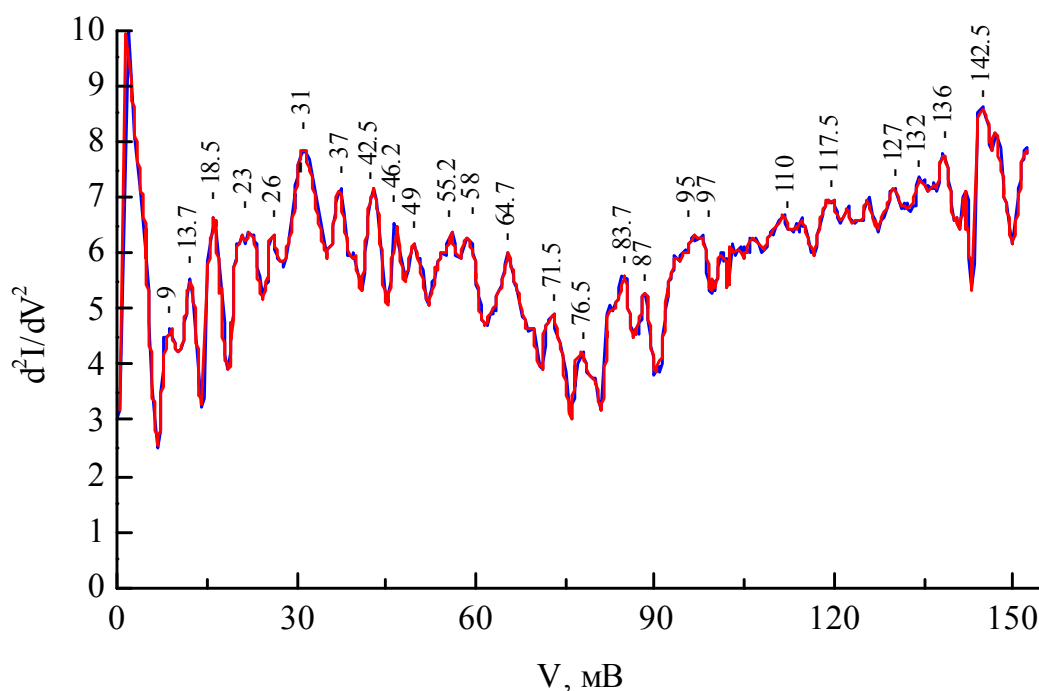


Рис.7.11. Туннельный спектр сверхтонкой диэлектрической пленки естественного окисла на поверхности InAs после обработки пластины в щелочном травителе с последующим отжигом.

Таблица 7.3 Положение пиков по данным НЭТС сверхтонкого окисла.

Положение пика (мэВ)	Вероятная идентификация
1,8	Формирование полярона
9	TA-L (поперечный акустический фонон InAs)
13,7	TA-X (поперечный акустический фонон InAs)
18,5	аморфный As, LA-L (продольный акуст. InAs)
22,5-24	LO-L (продольный оптический фонон InAs)
26	аморфный As,
31	LO-Г (продольный оптический фонон InAs)
37	In ₂ O ₃
42,5	As ₂ O ₃
46,2; 49; 55,2	In ₂ O ₃
58	As ₂ O ₃
64,7	In(OH) ₃
71,5	As ₂ O ₅
76,5	As ₂ O ₃
83,7	?
87	?
95-97	As ₂ O ₃
110	?
117,5	деформационные колебания ОН-групп
127; 132; 136	деформационные колебания СН-групп
142,5	деформационные колебания СН-групп

§ 7.5. Вольтамперные характеристики МДП-структур со сверхтонкими пленками на InAs.

Известно, что уровень Ферми на поверхности полупроводника InAs при любых обработках поверхности закрепляется вблизи края зоны проводимости независимо от своего положения в объеме кристалла [96, 97] и не зависит от типа проводимости в объеме. По этой причине на InAs *n*- типа проводимости практически невозможно создать барьеры Шоттки при напылении практически любых металлов. В приповерхностном слое полупроводника всегда формируется слой обогащения основными носителями тока. На образцах *p*- типа проводимости при напылении, например, золота формируется барьер Шоттки. МДП-структуры на *p*-InAs со сверхтонким естественным окислом (неидеальные барьеры Шоттки, или барьеры Шоттки с подслоем) заметно отличаются по электрофизическим свойствам от аналогичных структур на других полупроводниках ввиду формирования в приповерхностной области InAs инверсионного канала *n*- типа проводимости.

Исследование туннельных токов в МДП-структур позволяет установить общие представления о характере потенциального барьера, т.е. расположение краев разрешенных зон окисла относительно краев разрешенных зон InAs.

В такой структуре носители заряда вынуждены туннелировать через барьер сложной формы, как показано на рис.7.12 и, их конверсия может осуществляться не на границе раздела полупроводник – диэлектрик, а в слое истощения полупроводника. Результатом такого усложненного процесса туннелирования оказывается усложнение ВАХ.

В работе [97] был впервые обнаружен участок отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) на ВАХ барьера Шоттки (Au - вырожденный *p*- InAs) при температуре жидкого азота. Из таблицы 1, приведенной в работе следует, что при ширине запрещенной зоны InAs $\approx 0,43$ эВ расстояние от уровня Ферми на поверхности InAs до потолка валентной зоны составляет $\approx 0,48$ эВ, а до дна зоны проводимости $< 0,1$ эВ. Оценки показывают, что при таких изгибах зон поверхность InAs будет инвертирована. Аналогичные результаты получены из емкостных измерений барьера Шоттки Au-InAs (*p*-тип; $6,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) [96]. Наличие ОДС наблюдалось также в работах

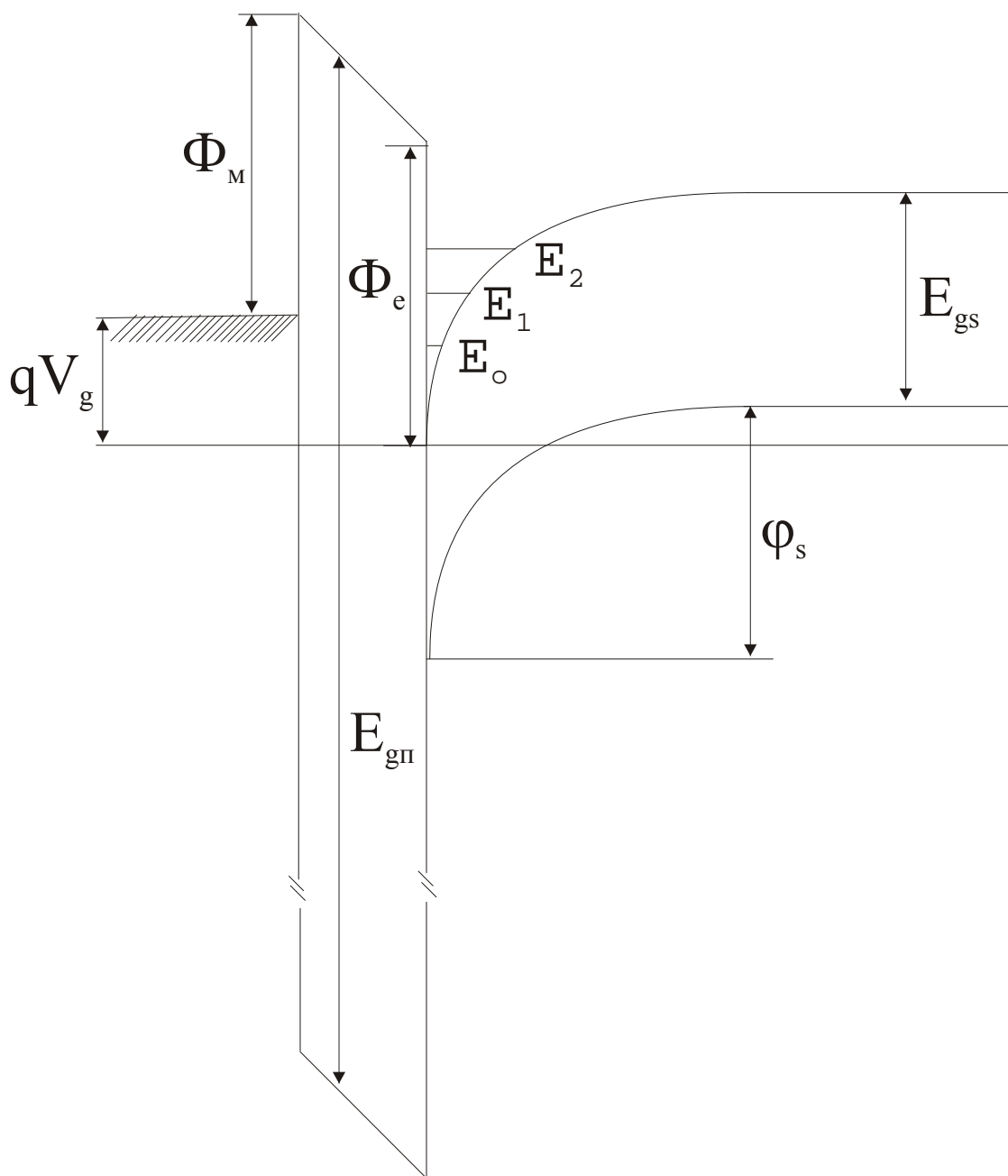


Рис.7.12. Зонная диаграмма МДП-структуры со сверхтонким диэлектрическим слоем при приложенном отрицательном напряжении на металле относительно полупроводника. Здеc φ_s – изгиб зон на поверхности полупроводника, Φ_e – высота потенциального барьера на границе полупроводник – диэлектрик, Φ_M - высота потенциального барьера на границе металл – полупроводник, E_{gs} – ширина запрещенной зоны полупроводника, E_{gp} – ширина запрещенной зоны сверхтонкого окисла, V_g – напряжение на МДП-структуре. Показаны также три квантовых уровня в слое инверсии полупроводника (E_0 , E_1 и E_2).

[385,386]. Авторы работ предположили, что участок ОДС связан с протеканием туннельного тока, когда реализуется случай двухступенчатого туннелирования через тонкий слой изолирующего барьера на границе металл-полупроводник, представляющий собой сверхтонкую окисную пленку на поверхности InAs и обедненный слой полупроводника с инверсионным слоем, как промежуточной проводящей ступенькой, существующей благодаря наличию вырожденного инверсионного слоя на поверхности p - InAs. При этом причиной ОДС ВАХ является конкуренция зависимостей туннельной прозрачности тонкого диэлектрического барьера и ОПЗ полупроводника от внешнего напряжения. В работах [387, 388] приводятся ВАХ структур Yb-сверхтонкий окисел-InAs (p -типа) на которых видны два пика тока при напряжениях ≈ 42 мВ и ≈ 226 мВ. Автор работы связывает эти пики с проявлением первого и нулевого квантового уровня инверсионного слоя. По-видимому, различие в ВАХ можно объяснить разным изгибом зон поверхности полупроводника, который зависит от технологических особенностей приготовления образцов.

Мы проводили исследования ВАХ МДП-структур для образцов всех типов для которых ранее приводились туннельные спектры и обнаружили, что ВАХ для разных способов приготовления структур несколько различались.

На рис.7.13 показана ВАХ типичной МДП-структуры [389], туннельный спектр которой был показан на рис.7.11. Диэлектрическая пленка в таких образцах формировалась отжигом подложек InAs в сухом кислороде (200°C после предварительного травления подложек в смеси $\text{KOH}:\text{H}_2\text{O}_2$). ВАХ МДП-структур измерялись при температуре 4,2 К и скорости развертки пилообразного напряжения 4 мВ/с. При этом отсутствовали гистерезисные явления при прямой и обратной записи ВАХ. На ВАХ хорошо видна область ОДС при напряжениях ~ 100 мВ.

На рис.7.14 показана ВАХ типичной МДП-структуры [389], туннельный спектр которой показан на рис.7.9. Диэлектрическая пленка в таких образцах формировалась естественным окислением поверхности InAs в комнатной атмосфере после травления подложек в травителе на основе молочной кислоты.

При анализе теоретических зависимостей ВАХ туннельная прозрачность МДП-структуры была получена из анализа квазиклассических волновых функций, полученных методом матриц переноса и сшивкой волновых функций

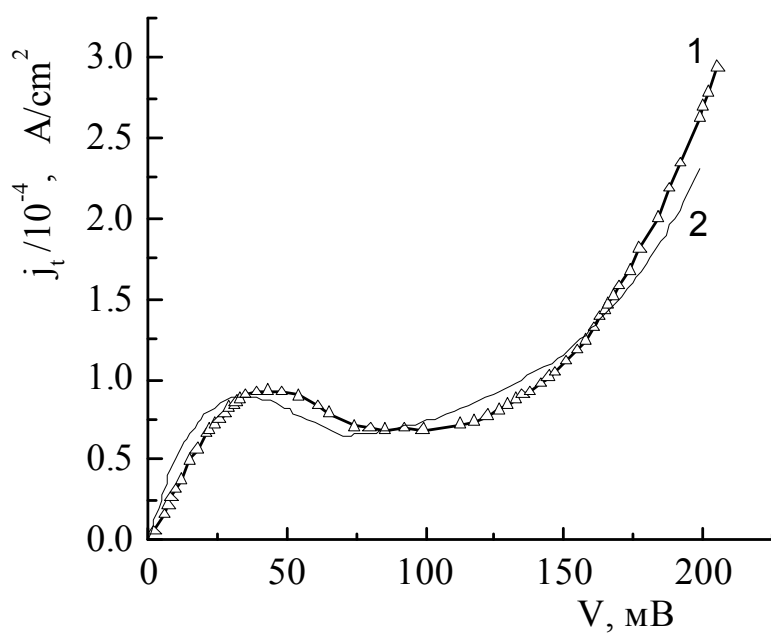


Рис.7.13. ВАХ МДП-структуры Au-сверхтонкий окисел-InAs (*p*-тип, Zn, $\sim 2 \cdot 10^{17}$ см), измеренная при $T = 4,2$ К. Здесь 1 – экспериментальная зависимость, 2 – теоретическая зависимость в модели с постоянным встроенным зарядом, $d_n = 1,12$ нм, Φ_m , $\Phi_e = 0,49$ эВ, $\epsilon_n = 10$ (диэлектрическая постоянная сверхтонкой окисной пленки).

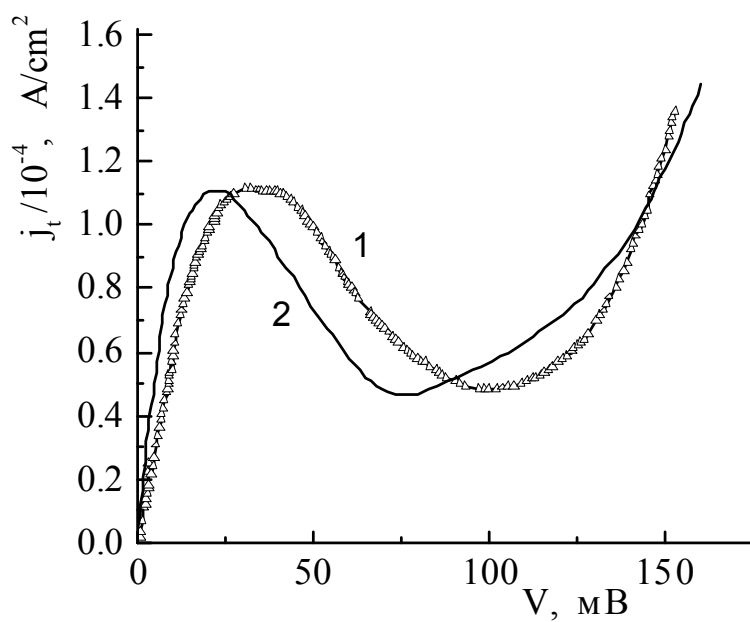


Рис.7.14. ВАХ МДП-структуры, измеренная при $T = 4,2$ К. Здесь 1 – эксперимент, 2 – теория в модели с закреплением зон ($d_n = 1,16$ нм, Φ_m , $\Phi_e = 0,51$ эВ).

и их производных, нормированных на соответствующие эффективные массы (формула 10 из работы [389]). Формула справедлива если энергия туннелирующего электрона лежит выше дна приповерхностного инверсионного канала. При расчете вероятности туннелирования через ОПЗ InAs использовался подход, рассмотренный ранее в § 4.4. При учете полевой зависимости туннельной прозрачности потенциального барьера, образованного диэлектрической прослойкой, учитывались выражения (5.4) и (5.5), изложенные в § 5.2. Туннельный ток учитывался в виде выражения (4.38).

На рис.7.15 показаны зависимости коэффициента прохождения от энергии электрона при нескольких изгибах зон, соответствующих реальным экспериментальным ситуациям. Кривая 1 соответствует ситуации, когда уровень размерного квантования в инверсионном канале оказывается на фоне объемной валентной зоны полупроводника. Пик коэффициента прохождения отвечает резонансному туннелированию из металла через этот квазистационарный уровень. При меньшей величине изгиба зон (кривая 2) приповерхностный уровень находится на фоне запрещенной зоны полупроводника. Тем не менее коэффициент прохождения существенно возрастает вблизи потолка валентной зоны. Это происходит благодаря тому, что подавление туннелирования вблизи порога прохождения наступает в области энергий, существенно более узкой, чем ширина хвоста резонансного пика. При дальнейшем уменьшении изгиба зон уровень выталкивается вглубь запрещенной зоны, что приводит к исчезновению его влияния на коэффициент прохождения (кривая 3).

Оценки показывают, что в наших экспериментах параметры образцов соответствуют кривой 2. По этой причине особенности рассчитанных ВАХ связаны с туннелированием через хвост резонансного уровня. Ход потенциала в слое истощения полупроводника считался квадратичным, т.е. учитывались только заряженные акцепторы. Электроны в инверсионном слое не учитывались, поскольку уровень размерного квантования находился выше уровня Ферми и при низкой температуре является незаполненным. Падение напряжения на диэлектрическом слое и в полупроводнике определялось из уравнения Пуассона и условия равенства нулю общего заряда МДП-структуры с учетом заряда поверхностных состояний. На рис.7.13 и рис.7.14 показаны

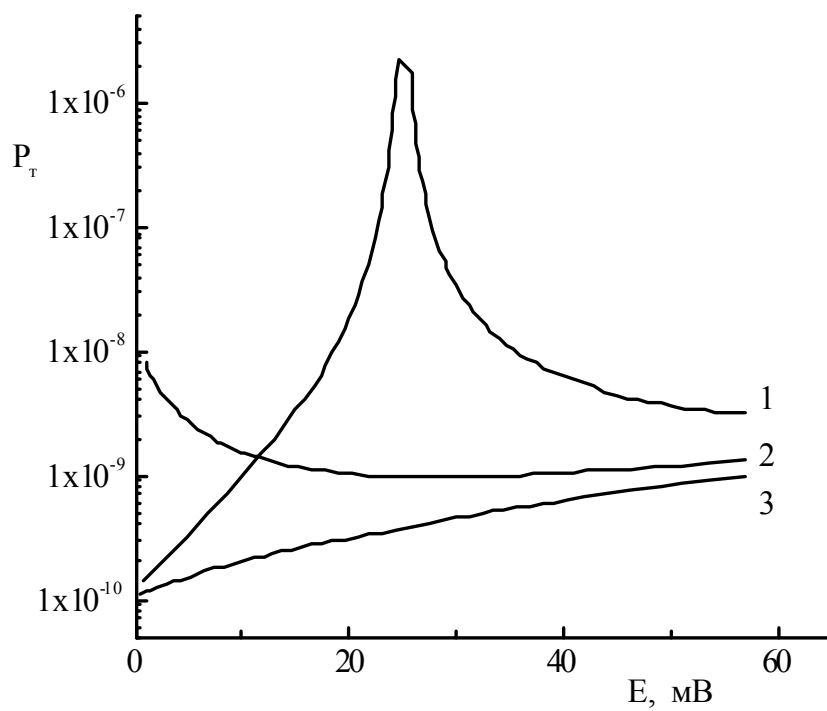


Рис.7.15. Энергетическая зависимость вероятности туннелирования при нескольких значениях поверхностного изгиба зон: $\phi_s = 0,49$ В (1), $\phi_s = 0,46$ В (2), $\phi_s = 0,43$ В (3).

теоретические зависимости ВАХ. Широкий пик на ВАХ связан с эффектом околорезонансного туннелирования следующим образом. На начальном участке напряжений туннельный ток возрастает по двум причинам. Первая причина связана с тем, что с ростом напряжения увеличивается энергетический зазор между уровнем Ферми металла и полупроводника и увеличивается число доступных конечных состояний для туннелирования подвижных носителей. Вторая причина является специфической. Увеличение напряжения на структуре приводит к сглаживанию приповерхностного изгиба зон, т.е. к уменьшению напряженности электрического поля в инверсионном канале. В результате уровень Ферми в металле приближается к уровню размерного квантования, что приводит к заметному увеличению туннелирования через околорезонансный хвост.

Уменьшение тока наступает, когда уровень Ферми металла достигает потолка валентной зоны InAs, после чего число электронов, участвующих в туннелировании, не увеличивается. При этом уровень размерного квантования продолжает выталкиваться вглубь запрещенной зоны и удаляется от энергетического зазора, в котором происходит туннелирование. Результирующее уменьшение туннелирования через околорезонансный хвост и приводит к падению ВАХ.

При дальнейшем росте напряжения ток начинает увеличиваться только после того, как дно зоны проводимости на границе полупроводник – диэлектрик окажется выше потолка валентной зоны в объеме полупроводника. Причиной этого увеличения тока служит очевидное уменьшение прозрачности туннельного барьера, связанного с запрещенной зоной полупроводника. Подгоночные параметры диэлектрического слоя, при которых удалось получить хорошее согласие экспериментальных и теоретических кривых, приведены в подписях к рисункам.

Важно отметить, что ВАХ на рисунках удалось подобрать при существенно различных предположениях о характере заполнения поверхностных состояний на границе полупроводник-диэлектрик. ВАХ на рис.7.13 соответствует предположению, что все поверхностные состояния являются пустыми, что эквивалентно постоянному встроенному заряду на границе раздела. ВАХ на рис.7.14 соответствует предположению, о

существовании большой величине плотности ПС, при этом их заполнение определяется уровнем Ферми в металле. Это приводит к тому, что все напряжение, прикладываемое к структуре, полностью падает в ОПЗ InAs.

Видно, что результаты численных расчетов, полученных по формулам, приведенным в [389] дают достаточно хорошее согласие с экспериментальными данными. Имеются, однако, некоторые различия между теорией и экспериментом: небольшой ~ 10 мВ в положении максимума тока и несколько более быстрый рост тока с напряжением на экспериментальных ВАХ. Эти расхождения могут быть связаны с некоторыми упрощениями теоретической модели. Во-первых, не вполне оправдано использование квазиклассического приближения в узкой области энергий, близких к потолку валентной зоны ($\sim 5 - 10$ мэВ) при вычислении прозрачности туннельного барьера. Во-вторых профиль потенциала в ОПЗ, выбранный квадратичным, соответствует потенциалу, создаваемому однородным распределением заряженных акцепторов. В реальной ситуации нужно учитывать приповерхностную неоднородность легирования и влияние вырожденного газа на форму потенциала вблизи края ОПЗ.

На рис.7.16 показаны экспериментальная и теоретическая кривые барьера Шоттки металл – арсенид индия без диэлектрической прослойки между металлом и диэлектриком [390]. Ранее туннельный спектр такой структуры приводился на рис.7.8. Видно, что на ВАХ отсутствует область ОДС и ВАХ соответствует известной зависимости обратного смещенного классического диода Шоттки на вырожденном полупроводнике.

Исследование большого числа структур металл – сверхтонкий – диэлектрик – арсенид индия, путем сравнения экспериментальных и теоретических ВАХ позволяет сделать следующее заключение о диэлектрической прослойке. Для разных образцов высота барьера туннельно-тонкой окисной пленки составляет величину $\sim 0,5 - 0,8$ эВ при толщине пленки 1,1 – 2 нм (толщина окисной пленки оценивалась из емкостных измерений образцов).

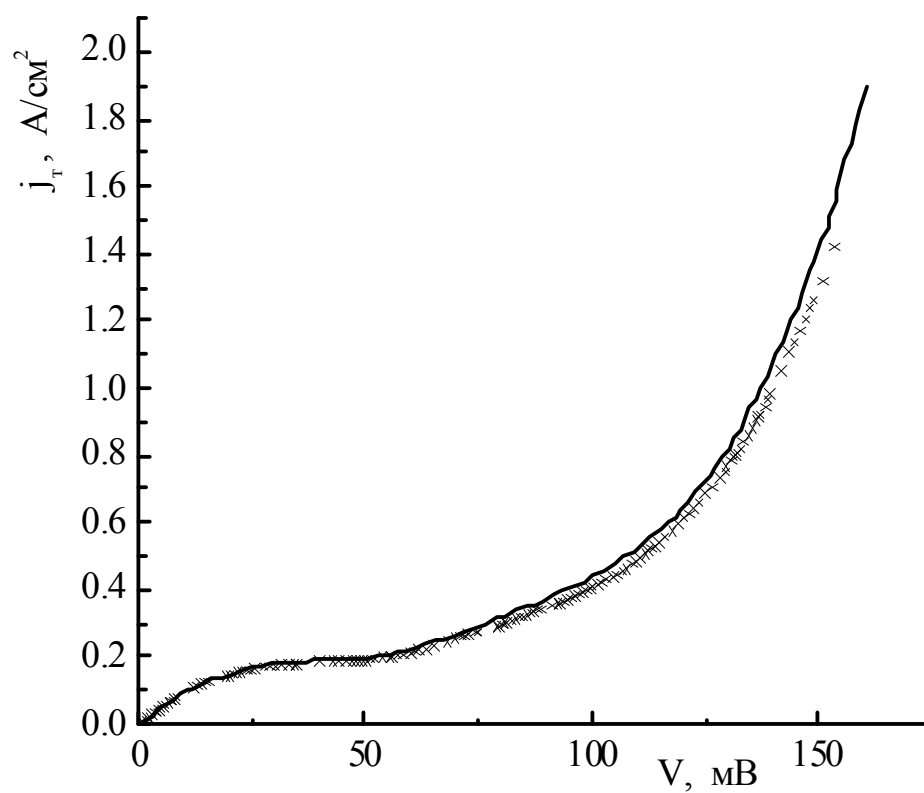


Рис.7.16. Экспериментальная (крестики) и теоретическая (сплошная кривая) ВАХ структуры Pt – InAs при отрицательном напряжении, приложенном к металлическому электроду (соответствует обратной ветви ВАХ) и $T = 4,2$ К.

Основные результаты и выводы главы 7.

1. Объяснено появление отрицательного дифференциального сопротивления на ВАХ структур Au - сверхтонкий диэлектрик - полупроводник (InAs *p*- типа проводимости), связанное с окolorезонансным туннелированием с участием квантового уровня инверсионного слоя.

2. ВАХ образцов, в которых диэлектрическая пленка была получена в результате химической обработки подложек InAs в растворе молочной кислоты, объясняется в рамках модели с закреплением зон, т.е., когда уровень Ферми полупроводника закреплялся на поверхностных состояниях. При обработке InAs в КОН с последующим отжигом в O₂ закрепления уровня Ферми на ПС не происходило.

3. Открыт эффект усиления фононных линий в неупругих туннельных спектрах твердотельных структур, содержащих резкие скачки потенциала, например на границе раздела полупроводник - диэлектрик или рассеивающих примесей в барьере. В туннельных спектрах образцов Pt – InAs (*p* – типа), изготовленных напылением металла “in situ” на атомарно чистую поверхность InAs в сверхвысоком вакууме присутствует пик, связанный с возбуждением объемного LO-фонона InAs, в то время, как пики, связанные с возбуждением других типов фононов отсутствуют.

4. Методом туннельной спектроскопии изучен фазовый состав сверхтонких диэлектрических слоев на поверхности InAs после разных химических обработок. Показано, что они состоят из окислов индия, мышьяка, остатков травителя и других примесных молекул. Эти слои оказывают определяющее влияние на электрофизические свойства границы раздела полупроводник-диэлектрик.

Глава 8. Многоэлементные фотоприемные устройства линейчатого и матричного типа на InAs и приборы созданные на их основе.

Эффективность преобразования ИК - излучения спектрального диапазона ~ 3 мкм в электрические заряды, накапливаемые в инверсионном слое МДП-структуры, определяется количеством фотонов, поглощаемых в полупроводнике, с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны InAs. Малая часть светового потока отражается от слоев на поверхности полупроводника. Величину полезного электрического фотосигнала можно измерить по изменению величины поверхностного потенциала за определенный промежуток времени (время накопления). В элементах линейчатых фотоприемных устройств ИК - излучение поглощается после прохождения технологических слоев (рис.1.3), в ОПЗ МДП-структуры и квазинейтральной области эпитаксиальной пленки InAs. В фотоприемниках матричного типа ИК - излучение попадает в эпитаксиальный слой сквозь сильнолегированную подложку (рис.1.4). Подложка в матричном ФПУ играет роль коротковолнового отрезающего фильтра и поглощение происходит в узкой спектральной полосе $\sim 2,5 - 3$ мкм. Фотоприемные модули – это гибридные микросхемы, состоящие из линейки или матрицы МДП-структур и кремниевого мультиплексора для управления линейками (матрицами) и вывода сигналов на внешнюю шину. Кристаллы объединены в гибридную схему (сборку). Был разработан вариант, когда держателем кристаллов линейчатых ФПУ служит лейкосапфировая пластина, на которой методом фотолитографии выполнены все схемные соединения между ФП-линейкой, коммутаторами, шинами питания и управления. В другом варианте ФП-линейка соединялась с кремниевым мультиплексором непосредственно, без дополнительной платы – держателя.

Сборка ФПУ линейчатого типа осуществляется методом холодной сварки, когда ФП-линейка и коммутаторы обращены планарной стороной к прозрачному в ИК- и видимой области лейкосапфиру. Такой принцип конструктивного построения линейчатых ФПУ позволяет располагать фоточувствительные элементы в фокальной плоскости оптико-механического блока с точностью порядка 10 мкм (при этом допускается значительный разброс полупроводниковых кристаллов по толщине). В другом варианте

засветка элементов ФП-линейки осуществлялась через сильнолегированную подложку, аналогично матричному ФПУ.

При изготовлении матричных ФПУ используется известный метод flip-chip (метод перевернутого кристалла). Присоединение кристаллов проводится методом групповой холодной сварки с помощью индиевых столбиков, напыленных на контактные площадки.

В гибридных микросхемах реализована работа ФП-элементов в режиме накопления и инъекции заряда. Кремниевые мультиплексоры производят периодический последовательный опрос всех элементов и выводят данные о накопленном заряде в виде последовательностей импульсов в сигнальную шину. В промежутках между опросами элементы находятся в режиме накопления полезного сигнала, что обеспечивает высокую степень использования оптической информации. Время обработки сигнала с одного элемента порядка 1 мкс при времени накопления элемента (1-30 мс). Фотоотклик, пропорциональный интегральной освещенности, за время накопления регистрируется всеми фотодатчиками, присоединенными к индивидуальным ячейкам считывания кремниевого мультиплексора. Кремниевый мультиплексор один раз за время накопления (0,2-50 мс) проводит последовательный опрос элементов. Усиленные сигналы с фотодатчиков через сдвиговой регистр мультиплексора выводятся на один или два выхода.

§ 8.1 Поглощение света в InAs

Фундаментальные результаты по поглощению ИК - излучения в подложках InAs n - типа проводимости изложены в работе [391]. Эти данные были получены на образцах с разной концентрацией донорной примеси в области температур 18 – 300 К. Авторы показали, что высокие концентрации донорной примеси сдвигают собственный край поглощения в сторону более высоких значений энергии квантов (в коротковолновую область) и изменяют наклон зависимости $\alpha(h\nu)$ в соответствии с эффектом Бурштейна–Мосса [392]. Температурный коэффициент край полосы поглощения постоянен в интервале 80-300К, т.е зависимость ширины запрещенной зоны линейна в этом температурном диапазоне 80-300К с коэффициентом - $2,8 \cdot 10^{-4}$

эВ/К [3]. При более низких температурах наблюдается нарушение линейности в сторону ослабления. При 0 К предельное значение $E_g \approx 0,425$ эВ, в то время как линейная экстраполяция дает величину $E_g \approx 0,44$ эВ. По данным других исследователей [393-395] величина E_g лежит в пределах от 0,31 до 0,36, а значение температурного коэффициента от $-2,5 \cdot 10^{-4}$ до $-4,5 \cdot 10^{-4}$ эВ/К.

Мы исследовали пропускание сильнолегированных подложек, аналогичных тем, на которых выращивался эпитаксиальный слой InAs, а также эпитаксиальные пленки на сильнолегированных подложках. Образцы сильнолегированных подложек вырезались из одного монокристаллического слитка InAs. Подложки шлифовались до заданной толщины, полировались до заданного класса чистоты и проходили стандартную химическую обработку перед измерениями. Толщина подложек изменялась в диапазоне 120–1000 мкм. Результаты измерений пропускания подложек сравнивались со стандартными подложками ПАИ – 58, полученными из разных технологических партий образцов. Измерения проводились на спектрофотометре UR-20 (диапазон 400 – 5000 см^{-1} , разрешение $\sim 5 \text{ см}^{-1}$).

На рис.8.1 показаны расчетные спектральные зависимости коэффициента поглощения в соответствии с теорией Андерсона [396], учитывающей сдвиг Бурштейна-Мосса для n-InAs при концентрациях 10^{15} – 10^{18} см^{-3} (подложки легированы оловом) в диапазоне температур 80-170 К. Из рисунка видно, что вблизи края собственного поглощения, независимо от положения уровня Ферми в полупроводнике, каждой температуре соответствует своя точка начала поглощения (длина волны отсечки, дается выражением (1)). Смещение зависимостей $\alpha(\lambda)$ в сторону больших энергий прямо пропорционально температуре, в соответствие с температурным изменением ширины запрещенной зоны полупроводника. Из точек отсечки выходит пучек кривых поглощения, причем крутизна кривых уменьшается при увеличении легирования. Однако, при увеличении энергии фотонов пологое изменение кривых на сильнолегированном материале переходит в крутое. Переход в область еще больших энергий приводит к одинаковому ходу зависимостей независимо от уровня легирования. Часто экспериментальные спектральные характеристики не имеют резкого края поглощения, как следует из теории. Поглощение за фундаментальным краем связывают со структурной

неупорядоченностью кристалла, деформацией, примесями, глубокими уровнями и другими причинами [397, 398]. Для InAs влияние края Урбаха проявляется для коэффициентов $\alpha < 1000 \text{ см}^{-1}$. Это означает, что, начиная с некоторой энергии фотонов, край поглощения будет также определяться экспоненциальной функцией, отличающейся от классической, и появляется добавочная степень свободы с параметрами, зависящими от температуры, для подгонки теоретических кривых под экспериментальные.

На рис.8.2 показаны спектральные кривые поглощения типичной сильнолегированной подложки InAs с концентрацией легирующей примеси $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Видно, что кривые поглощения при нескольких температурах находятся в удовлетворительном соответствии с теорией. Измерения, проведенные на разных подложках, показали, что кривые поглощения имеют разброс, связанный с разным легированием в подложках. Кривые поглощения на разных пластинах могли смещаться по длине волны на величину $\sim 0, 1 \text{ мкм}$.

Измерения пропускания эпитаксиальных пленок арсенида индия проводили на двух полупроводниковых пластинах при последовательном травлении пленки в полирующем травителе. Для измеренных образцов качественный ход кривых поглощения соответствовал теоретическим представлениям, хотя количественное совпадение с классической теорией в области температур 80-170K не было достигнуто. При температуре 80 K и длине волны 3 мкм, величина коэффициента поглощения составляла $(4-4,5) \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ ($n \sim 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$).

Спектральные характеристики МДП-структур измерялись на установке, изготовленной на базе инфракрасного спектрометра ИКС-31, при постоянной по амплитуде, не зависящей от длины волны, мощности излучения. Точность поддержания потока излучения на заданном уровне лучше 5%. Измерения проводились на переменном сигнале при частоте модуляции светового потока 12,5 Гц.

На рис.8.3 показана типичная спектральная характеристика ФП-элемента линейки при температуре 150K. Видно, что длинноволновая граница чувствительности ФП-элементов очень резкая и определялась фундаментальным краем собственного поглощения эпитаксиальной пленки

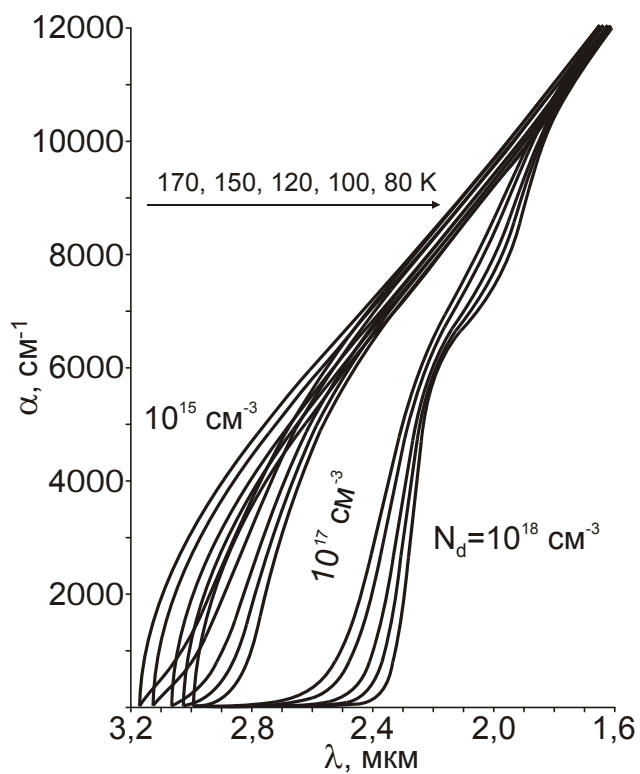


Рис.8.1. Расчетные зависимости коэффициента поглощения InAs от длины волны (теория Андерсона) для трех концентраций легирующей примеси и пяти температур для каждой концентрации.

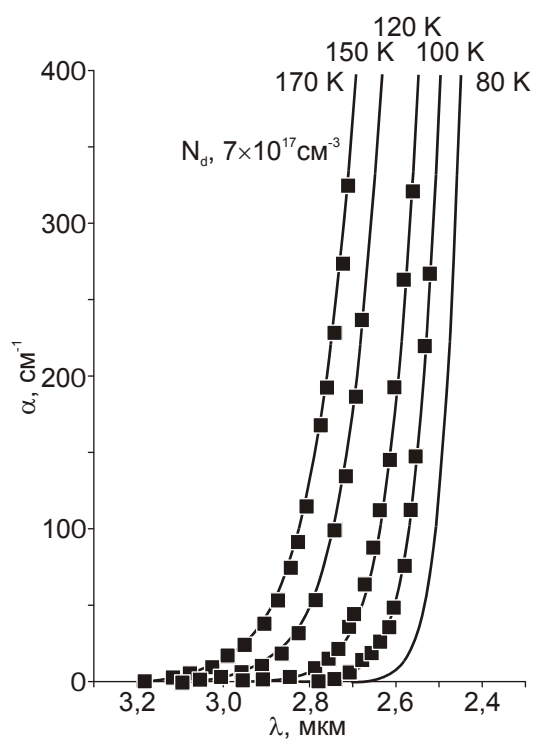


Рис.8.2. Температурные зависимости коэффициента поглощения света сильнолегированных подложек InAs от длины волны. Сплошные линии расчет по модели Андерсона. Квадраты - экспериментальные значения.

арсенида индия. В спектральном диапазоне ($\sim 2,7-2,8$ мкм) видна полоса поглощения, связанная с поглощением воды в атмосфере. Плавный спад фотосигнала в коротковолновой области связан с уменьшением числа квантов падающих на элемент, поскольку $N_\lambda = P_\lambda \cdot (\lambda/hc)$, здесь N_λ - число падающих на элемент квантов излучения и P_λ - мощность монохроматического излучения. Измерения проводились при нескольких температурах. Полученные результаты по λ_{\max} (начало резкого спада фотосигнала) сравнивались с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны полупроводника и хорошо объясняются этой температурной зависимостью.

На рис.8.4 показана температурная зависимость ширины запрещенной зоны InAs, полученная из величины λ_{\max} с помощью выражения (1). Сплошными линиями показаны расчетные зависимости $E_g(T)$ для наиболее часто цитируемых формул. Видно, что экспериментальные результаты хорошо описываются эмпирическим соотношением для линейной зависимости $E_g(T)$, приведенном на рисунке. Эта зависимость была заложена в математическую модель работы МДП-структуры.

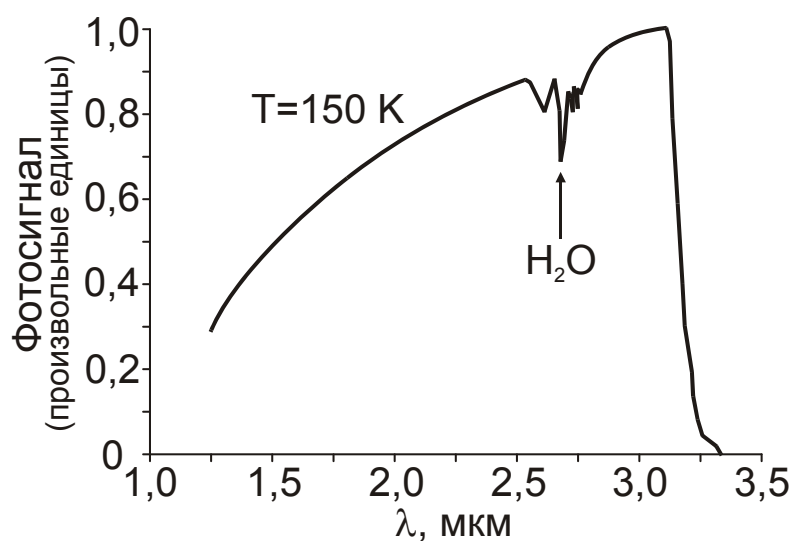


Рис.8.3. Спектральный отклик фотосигнала ПЗИ-элемента ФП-линейки.

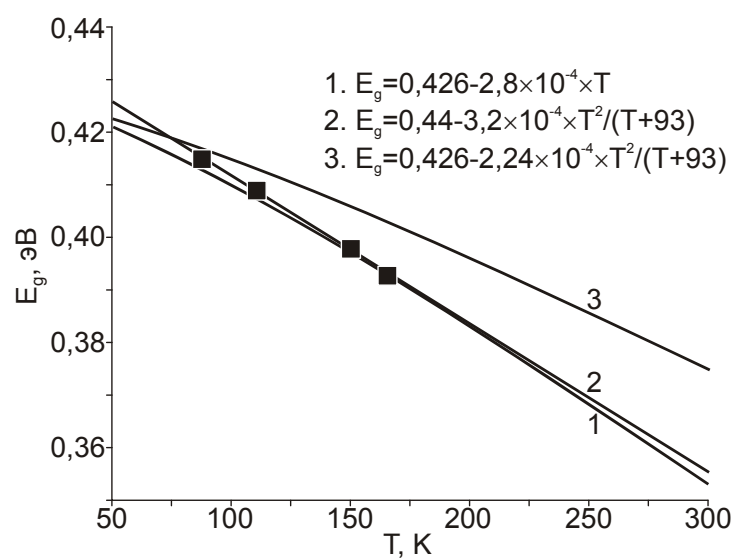


Рис.8.4. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны эпитаксиальной пленки InAs. Квадраты - экспериментальные значения. Сплошными линиями показаны наиболее цитируемые в литературе зависимости $E_g(T)$.

1 – $E_g(T) = 0,426 - 2,8 \cdot 10^{-4} \cdot T$;

2 – $E_g = 0,44 - 3,2 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 / (T + 93)$;

3 – $E_g = 0,44 - 2,24 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 / (T + 93)$.

8.2. Кремниевые системы считывания сигналов с многоэлементных ПЗИ-приемников

Гибридные микросхемы охлаждаемых ФПУ сочетают достоинства ИК-фотоприемников на узкозонных материалах с высоким качеством кремниевых устройств считывания и до настоящего времени по параметрам существенно превосходят неохлаждаемые ФПУ на основе неохлаждаемых болометров и остаются основным типом ФПУ в высокочувствительных системах [399-401].

В большинстве гибридных микросхем фотоприемники выполнены в виде фотодиодов или фотосопротивлений и принципы построения кремниевых мультиплексоров для считывания сигналов с этих типов фотоприемников достаточно полно изложены в литературе [401]. Устройства считывания с ПЗИ элементов имеют ряд особенностей и ранее были изложены в [242].

Рассмотрим вариант разработанного нами кремниевого мультиплексора (Ф-408), который обеспечивает возможность считывания фотосигналов с линейчатых МДП-фотоприемников. Конструкция мультиплексора предусматривает возможность считывания фотосигналов с однородной линейки фотоприемников 1x384 элементов (шаг элементов в линейке 25 мкм) или сдвоенной линейки МДП-фотоприемников 2x192 (шаг 50 мкм, смещение относительно друг друга на 25 мкм). Мультиплексоры изготовлены по n-канальной технологии с двумя уровнями поликремниевых затворов.

Мультиплексор состоит из двух зеркально симметричных 192 входовых мультиплексоров с шагом 50 мкм и смещенных относительно друг друга на 25 мкм. Каждый из них состоит из линейки 192 прямоинжекционных входных устройств, сдвигового регистра, обеспечивающего последовательное считывание фотосигналов на общий выход. Принципиальная схема мультиплексора приведена на рис.8.5. В направлении перпендикулярном оси ФП-линейки контактные площадки кремниевого мультиплексора разнесены на 580 мкм. Большинство одноименных управляющих контактных площадок обоих мультиплексоров, в том числе, информационные выходы мультиплексоров (output) могут быть объединены. Принцип считывания фотосигналов с МДП фотоприемников поясняется на рис.8.6. При подаче

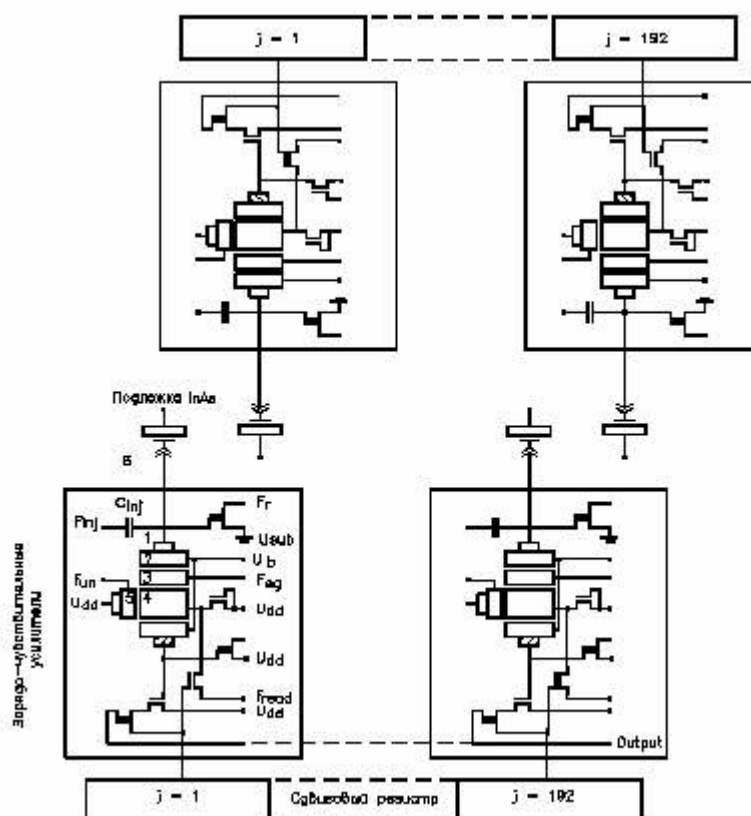


Рис.8.5. Упрощенная принципиальная схема кремниевого мультиплексора Φ-408.

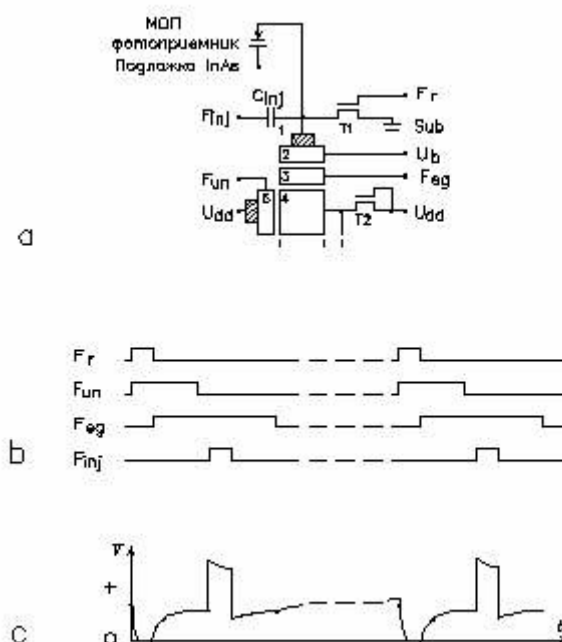


Рис.8.6. Схема входной ячейки кремниевого мультиплексора (а) и эюры напряжений, поясняющие принцип считывания сигнала с МДП-фотоприемников. Здесь b – эюры управляющих напряжений, с – эюры напряжений на затворе МДП-фотоприемника.

управляющих постоянных (U_b , U_{dd}) и импульсных напряжений (F_r , F_{inj} , F_{un} , рис.8.6а, б), открываются транзисторы T_1 и затворы МДП - фотоприемников, находящихся в режиме неравновесного обеднения заряжаются до потенциала «Sub», подложка Si мультиплексора заземляется. С окончанием импульса F_r и до окончания импульса F_{un} происходит привязка потенциалов затворов МДП фотоприемников к потенциалу входной диффузионной области 1, определяемому напряжением U_b на входном затворе 2. Избыточный заряд стекает по цепи входная диффузионная область 1 - зарядо - связанные затворы 2, 3, 4 и 5 в источник питания U_{dd} , (устройство ввода с прямой инжекцией заряда, Рис.8.6в). При подаче импульса инжекции F_{inj} через разделительную емкость C_{inj} , заряд неосновных носителей, накопленный в инверсионном слое ПЗИ элемента, инжектируется в подложку. С окончанием импульса F_{inj} МДП-фотоприемники снова переводятся в режим неравновесного обеднения. Уменьшение емкости МДП-фотоприемников приводит к уменьшению потенциала на их затворах. Заряд с затворов вновь стекает по цепи входная диффузионная область 1, зарядо - связанные затворы 2, 3 и интегрируется под затвором накопления 4 линейки зарядо-чувствительных усилителей. Потенциал затвора МДП-фотоприемника вновь привязывается к потенциалу входной диффузионной области 1. С окончанием импульса F_{un} , по мере накопления неосновных носителей в инверсионном слое МДП- фотоприемников, потенциал на затворах МДП- фотоприемников возрастает и изолируется от внешних источников питания, начинается новый цикл накопления. Весь режим накопления – режим с фиксированным зарядом на затворе МДП-фотоприемника. При подаче управляющих напряжений на сдвиговый регистр информационные заряды из под затвора накопления 4 последовательно передаются на общую шину считывания «Output».

Известно, что шум прямоинжекционных устройств ввода определяется kTC шумами. Число шумовых электронов оценивалось из соотношения $N_{ш} \sim (kTC_{вх})^{1/2}/q$, где $C_{вх}$ – суммарная емкость входа устройства считывания, q заряд электрона. Основные параметры мультиплексора приведены в табл.8.1.

Таблица 8.1. Основные параметры мультиплексора Ф 408.

Размер кристалла, мм.....	6,6x10,6
число входных контактных площадок,	2x192
шаг входных устройств, мкм	50
максимальная емкость накопительной ячейки, в электронах..	$1,0 \cdot 10^7$
уровень собственных шумов, в электронах	≤ 600
тактовая частота, МГц	до 5
потребляемая мощность, мВт	≈ 50
число информационных выводов	2
динамический диапазон не менее, Дб	75

Рассмотрим также варианты разработанных нами кремниевых мультиплексоров Ф-401 и Ф-402, предназначенных для считывания сигналов с двумерных (матричных) ПЗИ-элементов.

Принцип считывания фотосигналов с двумерных ПЗИ-элементов поясняется на рис.8.7, а. Устройство считывания выполнено по n-канальной технологии с двумя уровнями поликремниевых затворов. При подаче постоянных напряжений $U_{вх} \sim 2-2,5$ В, $U_{пп}=12$ В и импульсных управляющих напряжений Φ_3 и $\Phi_{пр}$, открываются транзисторы T_1 соответствующей строки и транзисторы T_2 зарядо - чувствительного усилителя соответствующего столбца матрицы. Затворы ПЗИ-элемента, находящегося в режиме неравновесного обеднения, по цепи: транзистор T_1 -столбцовая шина-транзистор T_2 заряжаются до потенциала $U_{цз}$. С окончанием импульса $\Phi_{пр}$ и до окончания управляющего напряжения $\Phi_{сб}$ происходит привязка потенциалов затворов ПЗИ-элементов выбранной строки к поверхностному потенциалу истоковой области транзисторов T_1 , определяемому напряжением Φ_3 . Напряжение Φ_3 примерно на величину 0,5 В ниже напряжения на входном затворе $U_{пп}$ (рис.8.7,б). Избыточный заряд стекает по цепи исток- транзистор T_1 - входная диффузионная область 1- зарядо - связанные затворы 2, 3. 4 и 5 в источник питания $U_{пп}$. При этом потенциал столбцовой шины привязывается к поверхностному потенциалу истоковой области 1 входного затвора. При подаче импульса инжекции $\Phi_{ин}$ через разделительную емкость $C_{ин}$, заряд неосновных носителей, накопленный в инверсионном слое ПЗИ-элемента, инжектируется и рекомбинирует в подложке. С окончанием импульса $\Phi_{ин}$ ПЗИ-элемент переводится в режим неравновесного обеднения. Уменьшение емкости ПЗИ-элемента приводит к уменьшению потенциала на затворе ПЗИ-элемента. Заряд с затвора ПЗИ-элемента вновь стекает по цепи исток транзистора T_1 - входная диффузионная область 1- зарядо - связанные затворы 2, 3 и интегрируется под затвором накопления 4 зарядо -чувствительного усилителя до уровня, определяемого поверхностным потенциалом под затвором транзистора T_1 . С окончанием импульса Φ_3 , потенциал затвора ПЗИ-элемента изолируется от внешних источников питания и возрастает по мере накопления неосновных носителей в инверсионном слое и начинается новый цикл накопления в режиме фиксированного заряда на затворе ПЗИ-элемента.

Упрощенная принципиальная схема кремниевого мультиплексора для считывания сигналов с двумерных ПЗИ-матриц размерностью 130×130 элементов (тип Ф 401) приведена на рис.8.8. На Рис.8.9 приведены эпюры управляющих напряжений [402]. Мультиплексор состоит из матрицы 130×130 входных устройств. Каждое входное устройство содержит транзистор T_1 , вертикальный сдвиговый регистр, горизонтальный сдвиговый регистр, линейку зарядо-чувствительных усилителей и разделительную емкость $C_{ин}$. Затвор каждого МДП-фотоприемника электрически соединяется с истоком транзистора T_1 и обкладкой разделительного конденсатора $C_{ин}$ ячейки входного устройства. Другая обкладка разделительной емкости строки матрицы входных устройств соединена через ключевой транзистор, затвор которого соединен с соответствующим выходом вертикального сдвигового регистра, а исток присоединен к одной из шин управления $\Phi_{ин1}$, $\Phi_{ин2}$. Соединение шин $\Phi_{ин1}$, $\Phi_{ин2}$ организовано с периодом в четыре строки (ячейки вертикального сдвигового регистра). Первые две строки соединены с шиной $\Phi_{ин1}$, а третья и четвертые строки с шиной $\Phi_{ин2}$. На шины $\Phi_{ин1}$, $\Phi_{ин2}$ последовательно, с периодом 4 строки, также подаются импульсы $\Phi_{ин"а"}$, $\Phi_{ин"б"}$ (рис.8.9). При необходимости регулировки времени накопления на вход вертикального сдвигового регистра $\Phi_{ов}$, подается вторая логическая "1" с задержкой кратной длительности двух строк. В этом случае при движении второй логической "1" в вертикальном сдвиговом регистре на разделительную емкость будет поступать импульс $\Phi_{ин"б"}$. При подаче импульса $\Phi_{ин"б"}$ (до окончания импульса сброса $\Phi_{сб}$), заряд стекает в источник питания (рис.8.8). Это обеспечивает возможность регулирования времени накопления с дискретностью равной времени считывания двух строк. В случае, когда вторая единица не подается, время накопления равно времени кадра. Столбцовые шины соединены с соответствующими входами линейки зарядочувствительных усилителей, обеспечивающих одновременное считывание сигнальных зарядов выбранной строки, преобразование их в напряжение и коммутацию сигналов на общую шину считывания. Таким образом, сигнал с МДП фотоприемника считывается последовательно через два устройства ввода с прямой инжекцией. Первый каскад - транзистор T_1 , с входной емкостью из параллельно соединенных

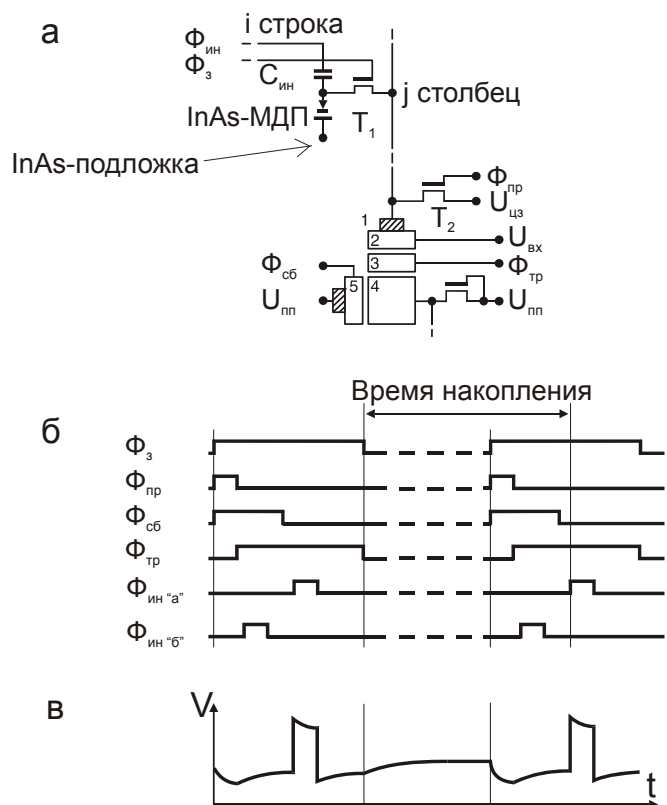


Рис.8.7. Принципиальная схема входного узла кремниевого мультиплексора для считывания сигналов с ПЗИ-матриц (а). Эпюры управляющих напряжений (б) и напряжения на затворе ПЗИ-элемента, поясняющих работу устройства считывания (в).

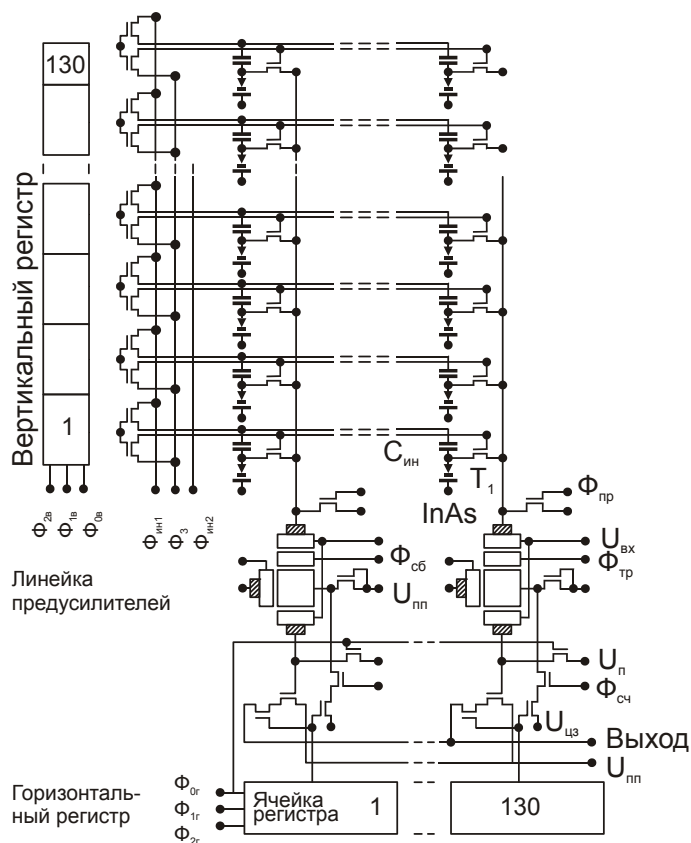


Рис.8.8. Упрощенная принципиальная схема кремниевого мультиплексора для считывания и предварительной обработки сигналов с ПЗИ-матриц.

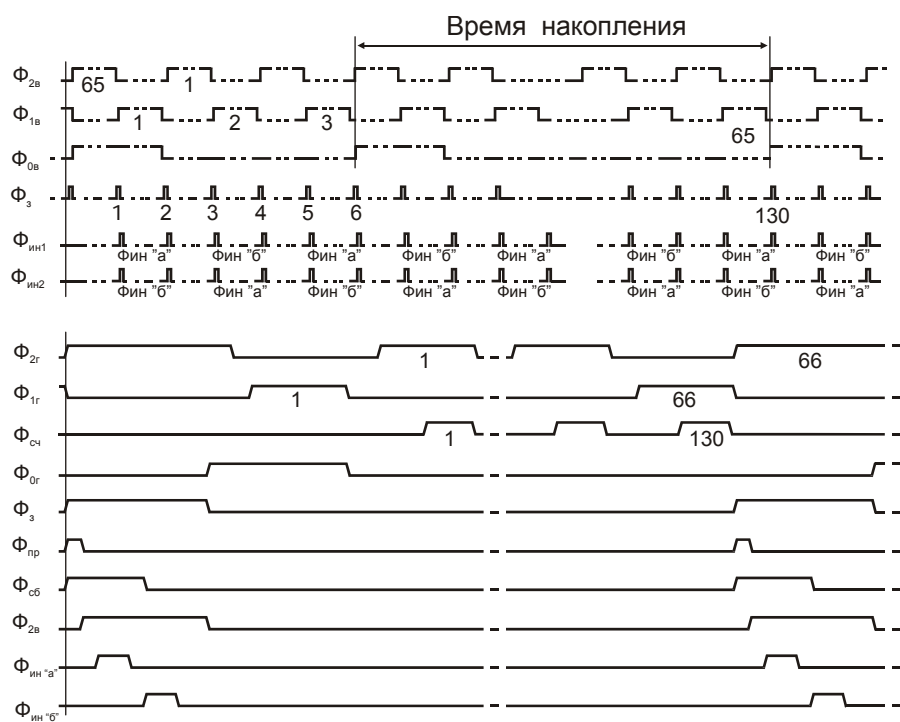


Рис.8.9. Эпюры управляющих напряжений матричного мультиплексора.

емкостей $C_{ин}$ и ПЗИ-элемента, второй - линейка зарядочувствительных усилителей с входной емкостью столбцовой шины (рис.8.7,а).

Как известно, шум прямоинжекционного устройства ввода определяется кТС шумами. Для матричных мультиплексоров с достаточно большим форматом (количество строк, столбцов больших 100), емкость столбцовой шины значительно превышает емкости $C_{ин}$ и ПЗИ-элемента, следовательно, шум кремниевого процессора в количестве шумовых электронов можно оценить по соотношению $N_{ш} \sim (kTC_{сш})^{1/2}/q$, где $C_{сш}$ – емкость столбцовой шины мультиплексора.

Кремниевый мультиплексор (процессор Ф 402) предназначен для считывания фотосигналов с матрицы МДП - фотоприемников, размерностью 256x256 элементов с шагом 40 мкм. Основные элементы процессора Ф 402 (входные устройства, зарядочувствительные усилители, сдвиговые регистры) идентичны используемым в процессоре Ф 401. Отличие состоит в том, что матрица ячеек входных устройств разделена на два фрагмента 128x256. Фотосигналы с каждого фрагмента матрицы входных устройств считываются на отдельную линейку зарядо - чувствительных усилителей и выводятся на два выхода. В таблице 8.2 приводятся основные параметры мультиплексоров.

Таблица 8.2. Основные параметры мультиплексоров Ф401 и Ф402

Тип мультиплексора	Ф401	Ф402
Размер кристалла, мм	8,5x9	11x14.5
Число входных контактов, шт.	130x130	256x256
Шаг входных контактов, мкм	50	40
Максимальная емкость накопительной ячейки, электронов	$1,2 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^6$
Уровень собственных шумов, эл.	< 800	< 700
Максимальная частота кадров, с ⁻¹	100	80
Тактовая частота, МГц	4	4
Потребляемая мощность, мВт	50	80
Число управляющих контактных площадок, шт.	22	23
Число информационных выводов	1	2

§ 8.3 Конструкция и технология изготовления линейчатых и матричных модулей ФПУ

После отбраковки пластин по времени жизни неосновных носителей ($\geq 0,8$ мкс) и внешнему виду (не более 30 дефектов на квадратный сантиметр пластины) пластины обезжиривались в смеси моноэтаноламина с перекисью водорода. После начальной химической подготовки пластины окислялись во фтор содержащем электролите. Сразу после модификации поверхности InAs на пластины осаждался подзатворный диэлектрик РПД-SiO₂ при температуре 220°C. Затем на поверхность диэлектрика наносился фоторезист и проводилась фотолитография по фоторезисту (в фоторезисте вытравливались отверстия для формирования затворов фоточувствительных ПЗИ-элементов). После фотолитографии напылялась проводящая пленка окиси индия толщиной 0,12-0,15 мкм и проводилась "взрывная" фотолитографии для формирования ПЗИ-элементов заданного размера. На пластину InAs с затворами из окиси индия, формирующими расположение МДП-конденсаторов в линейке или матрице, наносился защитный слой двуокиси кремния в реакторе пониженного давления при температуре 195 С, толщиной 250-300 нм. Фотолитографией в защитном диэлектрике вскрывались контактные окна до фоточувствительных площадок. При изготовлении линеек на защитной диэлектрической пленке напылением титана с последующей фотолитографией формировался защитный экран (от паразитных засветок элементов линейки) и проводящие шины для ФП-линейки. Затем в вакууме напылялась пленка индия ,толщиной 5-10 мкм, с адгезионным подслоем титана или никеля и проводилась фотолитография по индию, формирующая индиевые столбики для обеспечения последующей операции сборки линейки методом групповой холодной сварки при изготовлении гибридной интегральной схемы. При изготовлении матриц слой индия напыляли сразу после вскрытия окон в защитном диэлектрике. Непланируемая сторона полупроводниковой пластины с матрицами дополнительно полировалась до оптической чистоты по 14 классу, после чего на поверхность напылялось антиотражающее покрытие Al₂O₃ с толщиной $\sim 0,42$ мкм, которая выбиралась из условия: $n \cdot d = \lambda/4$ [403], где n – показатель преломления и d – толщина покрытия. На готовые пластины с линейками или матрицами на

планарную сторону пластины наносили фоторезист для обеспечения защиты поверхности при последующей операции разделения пластин (резка) на отдельные чипы. Разделение пластин на чипы (кристаллы фоточувствительных ПЗИ – линеек или матриц) проводили методом

струнной резки. Кристаллы после резки отмывались в толуоле и диметилформамиде с водой. После разбраковки по внешнему виду кристаллы поэлементно тестировались при азотной температуре, линейки тестировались полностью, матрицы посредством случайной выборки по 100-200 элементов каждая. Поэлементное тестирование устанавливает соответствие электрофизических параметров ПЗИ-элементов требуемым и степень пригодности кристаллов для сборки в составе гибридной микросхемы. Эта операция также устанавливает количество дефектных элементов.

На рис.8.10 показаны конструкции трех вариантов линейчатой гибридной микросхемы модуля ФПУ:

а, с) Две линейки (2х64) или одна линейка фотоприемников (2х128, размеры элемента 55х60 мкм, шаг элементов 75 мкм, размер кристалла ~3х8 мм) и два кремниевых коммутатора (тип Ф125 Г) соединены между собой алюминиевыми шинами, нанесенными на лейкосапфировую плату. ИК-излучение проходит сквозь лейкосапфировую плату и попадает на линейку фотоприемников.

б) Одна линейка 1х128 и один кремниевый мультиплексор тип (Ф125 Д) соединены аналогичным образом. Размер ПЗИ-элементов 40х500 мкм. ИК излучение в этом варианте попадает на ПЗИ-элементы минуя лейкосапфировую плату. Этот вариант гибридной микросхемы был разработан для спектрометрических приборов и на его основе был создан спектрометр для диапазона длин волн 0,5-3,05 мкм. Фотоприемная линейка выдвинута за пределы лейкосапфировой платы для уменьшения ее влияния на спектральную характеристику элементов. Спектральная характеристика при этом соответствует приведенной на рис.8.3.

На рис.8.11. показаны два варианта линейчатых модуля ФПУ на основе фоточувствительной линейки InAs МДП - структур для спектрометрических задач [404]. Линейка содержит 384 фоточувствительных элементов, конструктивно выполненной в виде сдвоенной линейки 2х192 с шахматным

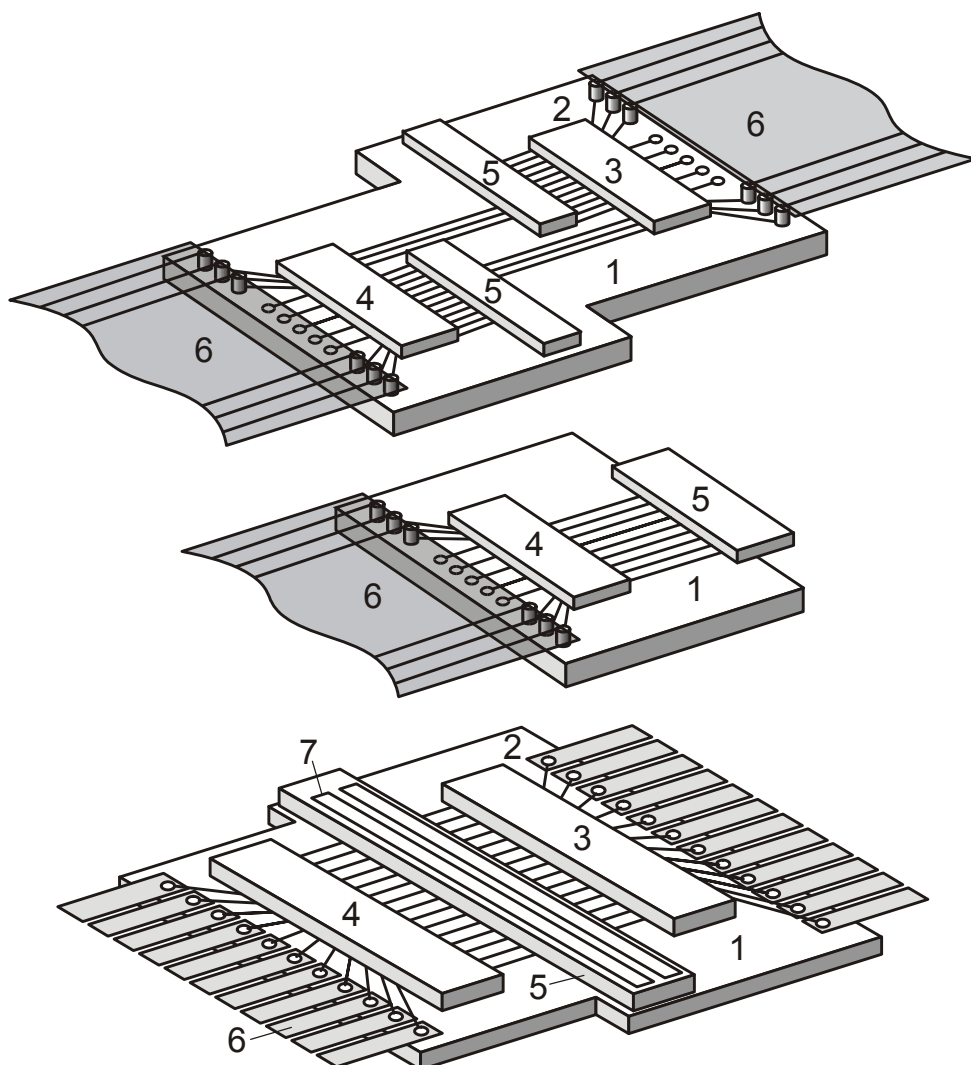


Рис.8.10. Варианты конструктивного исполнения гибридных микросхем линейчатых модулей ФПУ (а, б, с сверху вниз). Здесь 1- лейкосапфировая подложка, 2- выходные контактные площадки, 3, 4- кремниевые мультиплексоры, 5, 7- фотоприемные ПЗИ-линейки, 6- полиимидный шлейф.

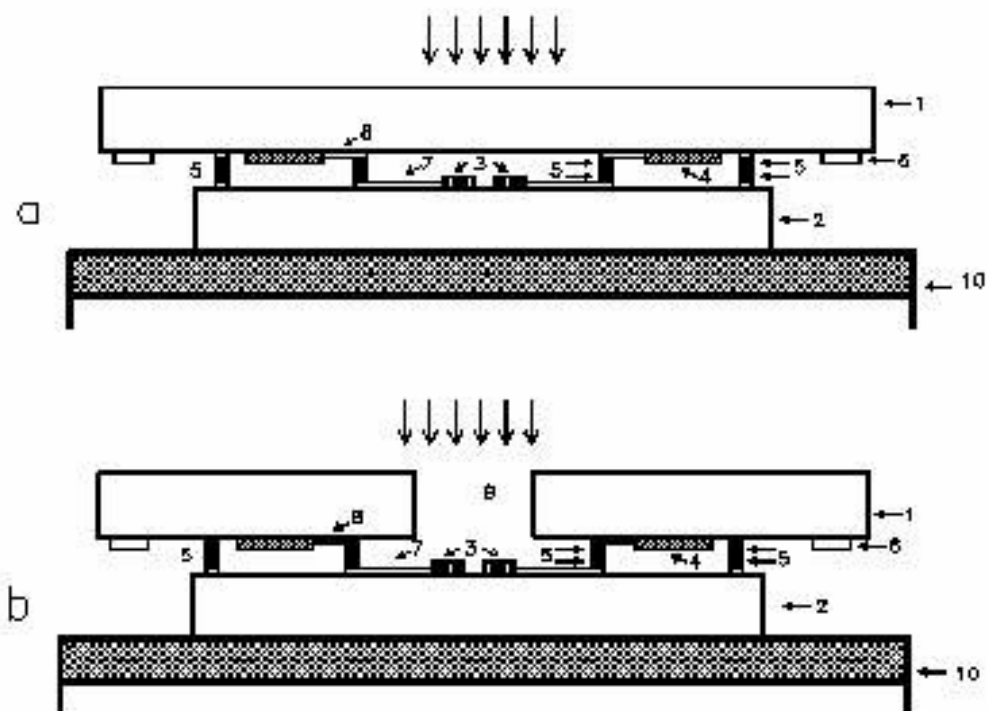


Рис.8.11. Конструкция модуля ФПУ на основе ФП-линейки 2x192 элементов и кремниевого мультиплексора Ф- 408. В варианте (а) ИК-излучение проходит сквозь кремниевую подложку мультиплексора (1). В варианте (b) ИК-излучение проходит через специальное отверстие в кремниевом мультиплексоре. Здесь: 1 - кремниевый мультиплексор, 2 - ФП-линейка МДП-конденсаторов, 3 - фоточувствительные области МДП-конденсаторов, 4 - устройство ввода, 5 - индиевые микростолбики, 6 - выходные контактные площадки шин управления и информационных сигналов, 7 - и 8 - подводящие шины, 9 - отверстие в кремниевой подложке, 10 - охлаждаемый пьедестал в криостате.

расположением элементов и шагом 50 мкм (размер фоточувствительной области МДП-структуры 26х94 мкм) или однорядной линейки фотоприемных элементов с шагом 25 мкм (размер фоточувствительной области 17х300 мкм). При толщине подзатворного диэлектрика (диоксид кремния) 140 нм, емкость МДП-структуры $\approx 1,7$ пФ, суммарная емкость входа устройства ввода 3,7 пФ.

Конструкция мультиплексора Ф -408 допускает возможность реализации двух вариантов гибридной микросхемы. В первом варианте (рис.8.11а) кристалл ФП-линейки размещается между входами двух мультиплексоров и электрически соединяется с последними In микростолбиками высотой 5-7 мкм методом flip-chip. Засветка фоточувствительных элементов осуществляется через предварительно полированную поверхность кремния с нанесенным слоем антиотражающего покрытия. Подложка кремниевого мультиплексора выполняет роль фильтра, отсекающего видимое излучение. Фотоприемные элементы в этом конструктивном варианте гибридной микросхемы принимают ИК-излучение в спектральном диапазоне 1,1 – 3,05 мкм. Во втором варианте (рис.8.11, б) в кремниевом мультиплексоре предварительно вырезается технологическое отверстие, через которое проходит излучение в диапазоне 0,4-1,1 мкм. Возможен также вариант спектрометрической линейки без технологического отверстия. В этом случае кристалл мультиплексора Ф- 408 разрезается на два независимых кристалла. После сборки гибридной микросхемы видимое и ИК-излучение проецируется непосредственно на фотоприемные элементы линейки, что обеспечивается технологическим зазором между двумя независимыми, зеркально симметричными кристаллами мультиплексоров.

На рис. 8.12 показана конструкция гибридной микросхемы матричного модуля ФПУ [306]. Отличие модуля ФПУ размерностью 128х128 от модуля ФПУ размерностью 256х256 заключается в организации выводов на одну сторону. Матричный модуль ФПУ состоит из кремниевого мультиплексора типа Ф401 или Ф402 (таблица 8.2), и полупроводниковой матрицы МДП-конденсаторов (130х130 элементов размером 40х40мкм с шагом 50 мкм и размером кристалла матрицы 7,2х7,6 мм² или 256х256 элементов размером 30х30 мкм с шагом 40 мкм и размером кристалла матрицы 10,8х11,2 мм²). Мультиплексор осуществляет управление ячейками матрицы. На каждом

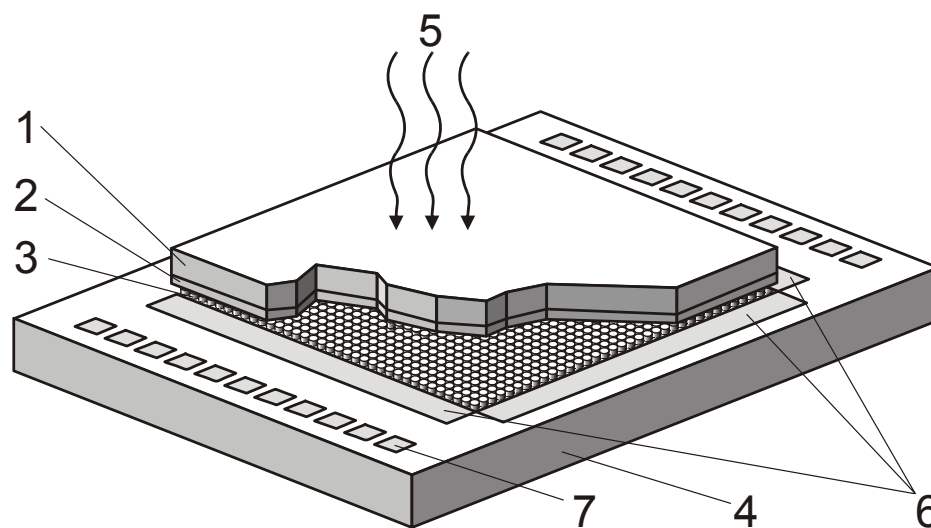


Рис.8.12 Конструкция гибридной интегральной схемы матричного модуля ФПУ 256x256 элементов. Здесь: 1 - сильнолегированная подложка InAs ($N_d \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$); 2-фоточувствительный эпитаксиальный слой InAs толщиной 4-10 мкм ($N_d \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$); 3 - индиевые столбики; 4-кремниевый мультиплексор; 5 - падающий поток ИК-излучения; 6 - вертикальный и горизонтальный сдвиговые регистры мультиплексора; 7 - выходные контактные площадки мультиплексора.

контакте входных и выходных площадок мультиплексора сформированы столбиковые индиевые выводы, через которые осуществляется коммутация соответствующих элементов матрицы. Полупроводниковая InAs матрица и кремниевый мультиплексор собраны методом групповой холодной сварки давлением. Сборка матричного модуля осуществляется методом flip-chip на установке FC-6 (KurtSuss, France). К выходным контактными площадкам мультиплексора, методом ультразвуковой сварки, приварен выводной полиимидный шлейф с металлическими дорожками. ИК-излучение проходит сквозь сильнолегированную подложку n^{++} -InAs за счет сдвига края фундаментального поглощения InAs (эффект Мосса-Бурштейна) с 3,05 мкм (эпитаксиальный слой n-InAs) до 2,5 мкм (n^{++} -InAs) и поглощается в тонком эпитаксиальном слое InAs, выращенном методом газотранспортной эпитаксии на подложках n^{++} -InAs. Таким образом, сама матрица является узкополосным фильтром.

Малая толщина эпитаксиального слоя и малая диффузионная длина неосновных носителей в InAs (≈ 5 мкм) обеспечивают хорошую оптическую развязку элементов.

Для измерений параметров гибридные микросхемы устанавливаются на охлаждаемом металлическом пьедестале вакуумного криостата. Лейкосапфировое окно криостата обеспечивает прохождение излучения от АЧТ. Модуль ФПУ с помощью гибкого полиимидного шлейфа, имеющего алюминиевую разводку, подключается к контактному разъему криостата установки для измерения фотоэлектрических свойств ИК-фотоприемника.

§ 8.4 Экспериментальные стенды для измерения электрофизических и фотоэлектрических параметров МДП - структур линеек, матриц и гибридных микросхем.

Для измерения основных характеристик МДП-структур, работающих в режиме неравновесного обеднения, была разработана и изготовлена установка, позволяющая проводить измерения параметров отдельных элементов линеек и матриц. Общий вид установки показан на рис. 8.13.

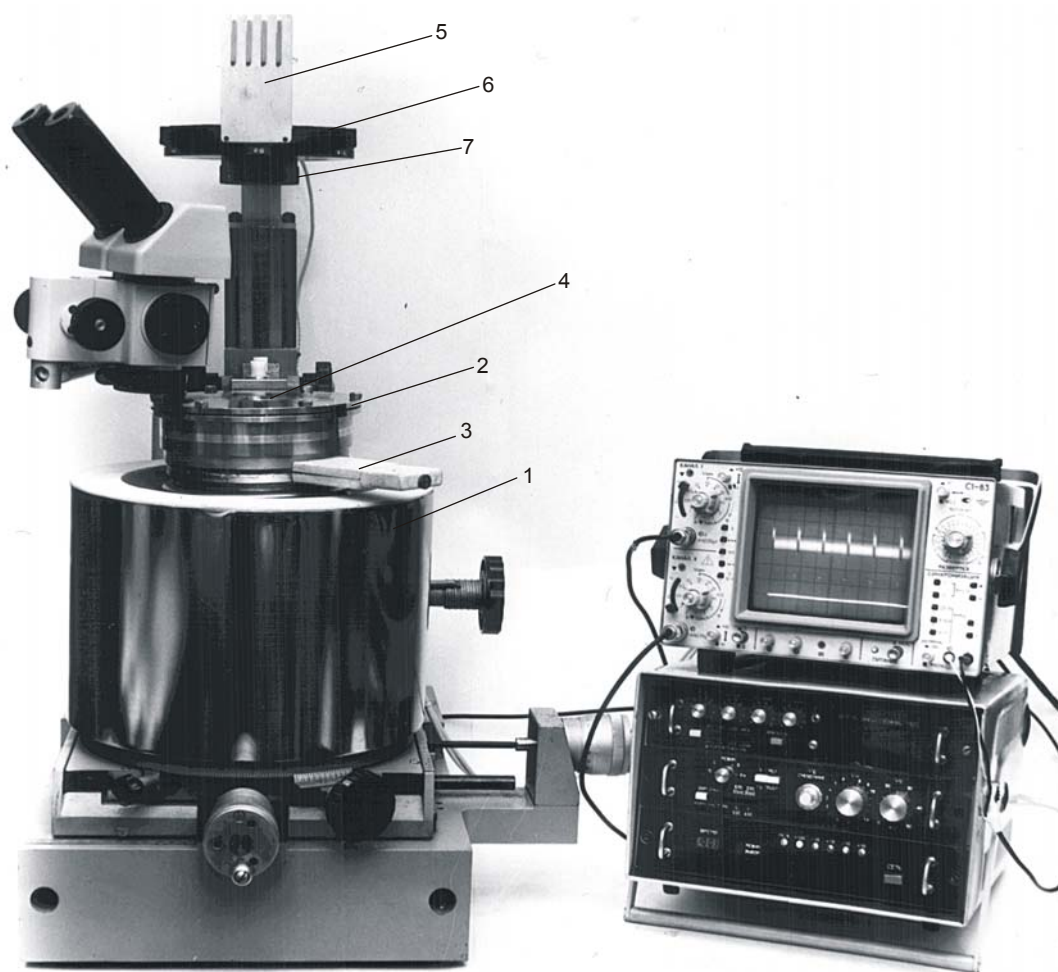


Рис.8.13 Общий вид установки для измерения электрофизических и фотоэлектрических характеристик фотоприемных элементов и матриц. Здесь:

- 1 - нижняя часть газонаполненного криостата, размещенная на подвижном столе металлографического микроскопа;
- 2 - верхняя (неподвижная) часть газонаполненного криостата;
- 3 - шлюзовое устройство, предназначенное для перемещения экспериментальных образцов в холодную зону для измерений;
- 4 - лейкоапфировое окно для визуального контроля положения измерительного зонда относительно выбранного элемента;
- 5 - имитатор АЧТ с температурой полости 573 К;
- 6 - механический модулятор (вращающийся металлический черненный диск с прорезями;
- 7 - узел механически переключаемых диафрагм в виде отверстий разного диаметра.

В состав установки входят: газонаполненный криостат с контактным устройством, охлаждаемый металлический предметный столик для размещения полупроводниковых пластин диаметром до 35 мм и отдельных кристаллов линеек и матриц, электронный тракт обработки сигналов, блок регулировки температуры предметного столика, блок засветки ПЗИ-элемента (имитатор АЧТ с модулятором и источником фонового излучения), ЭВМ с пакетом прикладных и сервисных программ для обработки экспериментальных данных, осциллограф для визуального контроля параметров ПЗИ-элементов.

Газонаполненный криостат (Рис.8.14) состоит из двух частей, установленных на подвижной и неподвижной частях микроскопа БМИ-1Ц, что обеспечивает возможность быстрого механического перемещения полупроводниковой пластины относительно зонда и обеспечивает электрический контакт к любому выбранному элементу. Элемент выбирается визуально с помощью микроскопа МБС-9, установленного над сапфировым окном. Наличие шлюзового устройства позволяет в считанные секунды произвести смену образца без размораживания предметного столика. Установка позволяет измерить:

1. Кривые релаксации поверхностного потенциала, накопленного заряда и емкости при неравновесном импульсном обеднении МДП-структуры в темноте при закрытой холодной шторке и при различных уровнях модулированного и немодулированного потоков ИК – излучения. При измерениях можно проводить засветку как с планарной стороны полупроводниковых пластин, так и с непланарной стороны матриц.
2. Вольфарадные характеристики МДП-структуры по импульсной методике.
3. Зависимости амплитуды фотосигнала МДП-структуры от величины падающего потока ИК-излучения (модулированного и немодулированного).
4. Полное время релаксации МДП-структуры к равновесному значению после приложения импульса инжекции.
5. Зависимость среднеквадратического значения шума (СКО) МДП-структуры от времени накопления по большому числу реализаций.
6. Спектр мощности шума МДП-структуры в полосе частот $\Delta f = 1/2\tau_n$, где τ_n – время накопления.

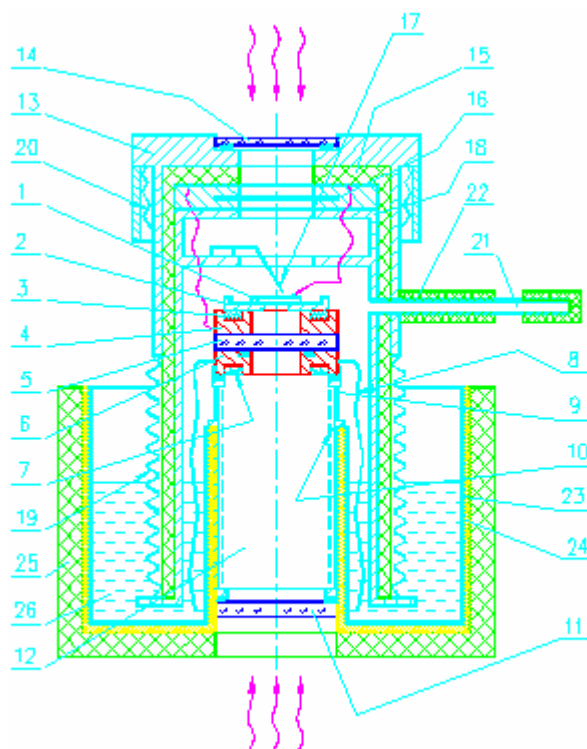


Рис.8.14. Схематический вид газонаполненного криостата установки, показанной на рис.8.13. Здесь: 1 - образец; 2 - металлический магнитный контейнер для размещения и транспортировки образцов в зону измерений; 3 - кольцевой магнит для удержания контейнера и обеспечения к нему электрического контакта; 4 - верхняя часть предметного столика с отверстием для прохождения света, 5 - промежуточное лейкосапфировое окно, 6 - нижняя часть предметного столика с отверстием для прохождения света и нагревателем для поддержания заданной температуры образца; 7 - нагреватель; 8 - гибкий медный жгут для достижения температуры близкой к температуре жидкого азота; 9 - трубчатое металлическое основание (выполняет функции электрического экрана при измерениях, является держателем предметного столика и ограничивает вакуумную полость; 10 - специальное антиотражающее покрытие (гасит переотражения ИК-излучения от стенок трубы); 11 - входное лейкосапфировое окно; 12 - вакуумная полость; 13 - металлическое (нерж.сталь) основание верхней части криостата; 14 - входное лейкосапфировое окно; 15 - тепловая защита (жесткий пенопласт); 16 - черненная подвижная холодная шторка; 17 - зонд; 18 - внутренний металлический теплопроводный экран с полостью для размещения электронных ключей и предусилителя (рис.4.21); 19 - сильфон; 20 - нагреватель (для поддержания входного окна при комнатной температуре; 21 - канал шлюза с теплозащитой 22- и 23 - тонкостенный резервуар для жидкого азота; 24 - промежуточный текстолитовый контейнер; 25 - пенопластовая тепловая защита; 26 - жидкий азот.

После введения экспериментальных зависимостей с выхода строб-детектора в ЭВМ (IN1212) по двум каналам через 12 – ти разрядное АЦП с быстродействием 10 мкс и математической обработки экспериментальных данных можно получить, например, зависимости плотности генерационного тока от толщины слоя обеднения (кривая Цербста, рис.4.8 г).

Установка имеет следующие технические характеристики:

- Диапазон изменения времени накопления, (мкс)..... $16 - 10^7$;
- Диапазон измерения накопленного заряда в МДП-структуре, Кл..... $10^{-15} - 5 \cdot 10^{-8}$;
- Шумовой заряд не более, Кл $1,1 \cdot 10^{-17}$;
- Диапазон измеряемых емкостей МЛП-структур, пФ..... $0,2 - 500$;
- Диапазон регулировки фонового потока излучения, Вт/см² $5 \cdot 10^{-8} - 1 \cdot 10^{-4}$;
- Диапазон регулировки модулированного потока излучения,
Вт/см² $5 \cdot 10^{-8} - 1 \cdot 10^{-4}$;
- Диапазон изменения температуры образца, К $85 - 300$;

Перед измерением образец закрепляется на металлическом контейнере и с помощью штанги диаметром 3 мм и длиной 300 мм вводится через шлюзовое устройство в зону измерений. После отсоединения штанги (резьбовое соединение) контейнер удерживается магнитом и после механического позиционирования образца микровинтами металлографического микроскопа и опускания верхней части криостата на несколько миллиметров зонд устанавливается на выбранной контактной площадке. Минимальные размеры контактной площадки, обеспечивающей надежное электрическое соединение $\sim 7 \times 7$ мкм². В процессе измерений образец постоянно находится в потоке сухого испаряющегося жидкого азота, который стравливается через отверстие шлюза и предохраняет образец и зонд от обмерзания. Периодическая дозаправка криостата жидким азотом обеспечивает проведение измерений в течение всего рабочего дня.

Измерения фотоэлектрических параметров гибридных микросхем линейчатых и матричных ФПУ проводилось на специальных стендах.

Блок-схема стенда для измерений параметров линейчатых ФПУ показана на рис.8.15. ИК-излучение от АЧТ(573 К) проходит сквозь узкополосный оптический фильтр, оптическое окно криостата и поглощается ПЗИ-элементами линеек. Сигнал с фоточувствительных ПЗИ - элементов

обрабатывается и передается на выход с помощью ключевого кремниевого коммутатора типа Ф125 Г и через вход предусилителя поступает на блок обработки. Блок обработки выполняет следующие функции:

- формирует синхронизирующие и управляющие импульсы напряжений;
- проводит предварительную обработку сигналов, включающую усиление, двой-ную коррелированную выборку (ДКВ) для уменьшения $1/f$ и КТ/С шумов;
- проводит выборку сигнала от одного элемента (строб-детектор со схемой управ-ления, обеспечивающий возможность автоматического перебора всех элементов с выборкой 128 отсчетов на каждом, “медленное” сканирование линейки);
- обеспечивает подавление “геометрического” шума, (ПГШ), появляюще-гося вследствие разброса темновых составляющих накопленного заряда на разных элементах;
- проводит выравнивание вольт-ваттной чувствительности элементов.

В блоке ПГШ аналоговый сигнал оцифровывается с помощью АЦП и заносится в схему памяти, затем обрабатывается с помощью арифметического процессора и снова преобразуется в аналоговую форму. На выходе формируется видеострока с многоэлементной линейки без “геометрического” шума. С выхода схемы ПГШ сигнал поступает на схему выравнивания вольт-ваттной чувствительности, работа которой аналогична ПГШ, но сигнал с каждого элемента преобразуется со своим коэффициентом усиления. Тактовая частота с выхода задающего генератора поступает на формирователь фазных импульсов (для управления сдвиговым регистром мультиплексора), формирователь импульсов инъекции (для считывания накопленного заряда с ФП-элементов), формирователь импульсов (для схем обработки фотосигналов) и формирователь синхросигнала (для ввода информации в компьютер). В начале опроса на вход регистра сдвига мультиплексора подается импульс запуска, который, двигается по регистру и за счет фазовых импульсов сдвигается по регистру и последовательно подключает к выходному повторителю фоточувствительные элементы для считывания накопленного заряда. На выходе микросхемы появляется фотосигнал с наложенными на него помехами коммутации, импульсами считывания накопленного заряда и геометрическим шумом. После фильтрации сигнал выводится на плату связи с

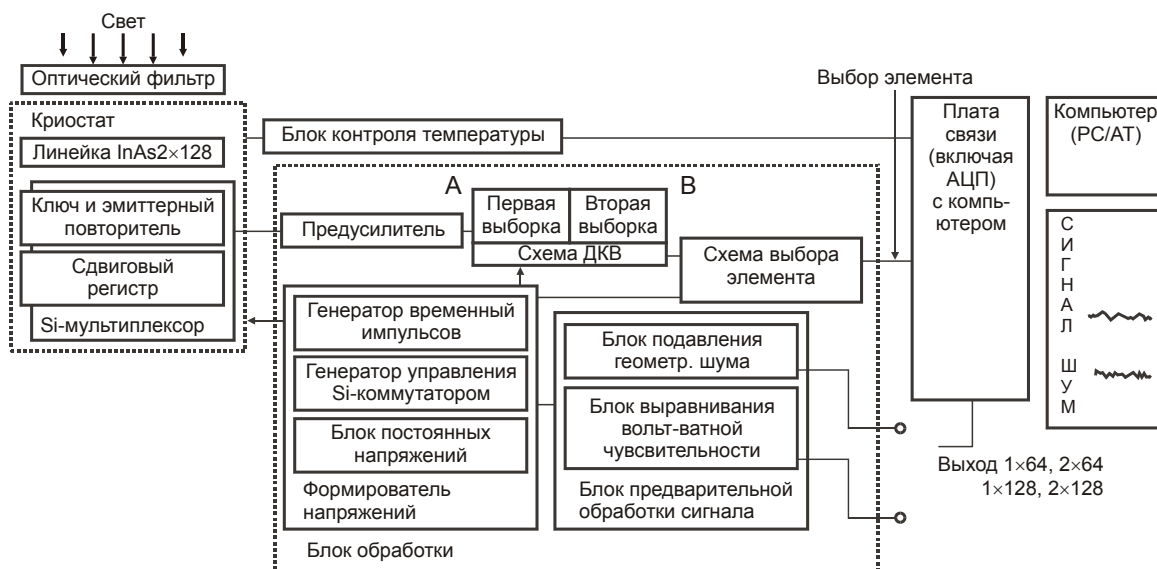


Рис.8.15. Блок-схема стенда для измерений параметров линейчатых модулей ФПУ.

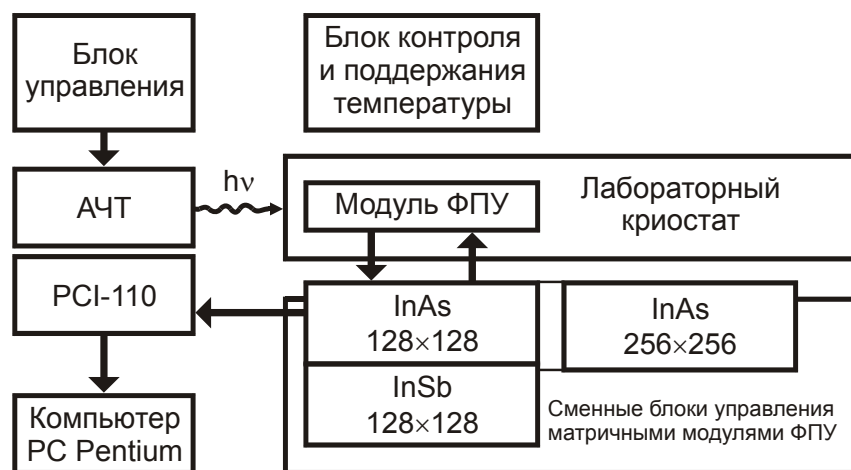


Рис. 8.16. Блок-схема стенда для измерения параметров гибридных микросхем матричных модулей ФПУ.

пьютером. В качестве платы связи использована плата PCL718, включающая АЦП (12 разрядов, 5 мкс).

На рис.8.16 показана блок-схема стенда для измерения параметров ФПУ матричного типа. Свет проходит сквозь оптическое окно криостата и поглощается ПЗИ-элементами матриц. Сигнал с фоточувствительных ПЗИ-элементов обрабатывается и передается на выход с помощью ключевого кремниевого мультиплексора типа Ф401 или Ф402. Сигналы с ФПУ поступают на токовый вход усилителя, затем двухтактный эмиттерный повторитель, схему ДКВ, повторитель и масштабирующий усилитель, выход которого подключен к входу платы РСІ 110. Плата РСІ 110 имеет встроенное АЦП (10 разрядов), таймер и триггер запроса на прерывание и обеспечивает связь с компьютером.

§ 8.5 Фотоэлектрические параметры элементов линейчатых модулей ФПУ

В качестве источника излучения использовали абсолютно черное тело с температурой полости 573 К (300 С). Набор диафрагм позволял изменять величину падающего потока ИК-излучения в 16 раз. За величину сигнала (U_c) принималось амплитудное значение модулированного (~ 30 Гц) сигнала при открытой диафрагме АЧТ. Шум ($U_{ш}$) оценивался как среднеквадратическое отклонение напряжения шума при закрытой диафрагме АЧТ (число выборок 128). Паразитный фон ($T=300K$) в рабочей апертуре составлял $4 \cdot 10^{-7}$ Вт/см². При таком фоне элементы ФП-линейки работали в режиме ограничения комнатным фоном.

Удельную обнаружительную способность в максимуме спектральной чувствительности рассчитывали по формуле, приведенной в [403, 405]:

$$D^* = \frac{\sqrt{S} \cdot \sqrt{\Delta f}}{P_{пор}}, \quad [\text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2} / \text{Вт}] \quad (8.1)$$

Здесь S - площадь фотоприемного элемента, $\Delta f = 1/2 \tau_n$ - рабочая полоса частот, $P_{пор}$ - пороговая мощность элемента, равная:

$$P_{пор} = \Phi_0 \cdot S \cdot \frac{U_{ш}}{U_c} \quad (8.2)$$

Здесь Φ_0 - плотность потока излучения (от АЧТ в спектральной полосе фотоприемного элемента (Вт/см²)). Величину плотности потока, падающего на поверхность фотоприемного элемента можно представить в известном виде:

$$\Phi_0 = \sigma \cdot T^4 \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M(\lambda, T) \cdot d\lambda \quad (8.3)$$

Здесь σ - постоянная Стефана-Больцмана, а энергетическая светимость (M), представляющая поток излучения с единицы поверхности, дается формулой Планка:

$$M(\lambda, T) = \frac{2\pi hc}{\lambda^5} \cdot \exp\left(-\frac{hc}{kT\lambda}\right) \quad (8.4)$$

На рис.8.17 показано распределение фотосигнала и шума по элементам гибридной микросхемы 2х128 (на основе двух ФП линеек 2х64) . На двух элементах фотосигнал отсутствовал. Отсутствие фотосигнала связывается с отсутствием контакта между индиевыми столбиками при соединении кристаллов (оторванные ФП-элементы). Разброс фотосигнала в среднем не превышал 20% от среднего значения. В распределении шума видны два выброса, связанные, по-видимому, с утечками тока через диэлектрик в дефектных структурах. Разброс СКО шума не превышает 25% без учета шумящих элементов (измерения проводились без включения блоков подавления геометрического шума и без выравнивания вольт-ваттной чувствительности ПЗИ-элементов). Элементы гибридной микросхемы работали в режиме ограничения флуктуациями фона (проверка заключалась в измерении СКО-шума при закрытой диафрагме АЧТ и после открытия минимально возможной диафрагмы), приводящей к возрастанию СКО шума. Сплошной линией показаны результаты модельного расчета параметров ПЗИ-элемента (математическая модель работы ПЗИ-элемента приведена в приложении). Видно, что потери фотосигнала в гибридной микросхеме составляют величину ~ 25-30%. В значительной части это конструкционные потери, которые можно оптимизировать. Оценки показывают, что конструкционные потери могут быть уменьшены до 8-10%. Величина D^* составляла (~ $1,7 \cdot 10^{12}$ смГц^{1/2}/Вт в эксперименте и ~ $2,4 \cdot 10^{12}$ смГц^{1/2}/Вт по результатам расчета). В модели учтено, что не вся площадь МДП - конденсатора является фоточувствительной (в линейке фотоприемных элементов выводные шины и контактные площадки с

индиевыми столбами, расположенные на защитном диэлектрике, не модулируются напряжением). Эта часть МДП-структуры при релаксации дает вклад в величину нагрузочной емкости. Фоточувствительная площадь МДП-конденсатора составляла $3,3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$, технологическая площадка для подсоединения выводной шины - $0,7 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$ и паразитная площадь контактных площадок и проводящей шины на защитном диэлектрике – $1,04 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$.

Из измерений фотоэлектрических параметров модулей ФПУ следует, что в линейчатых гибридных микросхемах при временах накопления 1,3 мс и плотности фонового потока, равной $1 \cdot 10^{-6} \text{ Вт/см}^2$, фоточувствительные элементы работают в режиме ограничения фоном в температурном диапазоне 77-150 К. При температуре 120 К величина обнаружительной способности на элементах линейчатых гибридных модулей ФПУ достигала величины $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^2 \cdot \text{Гц}^{1/2} / \text{Вт}$, причем в этот диапазон попадало 98-99% элементов из 256. Для сравнения приведем известные литературные данные для линейчатых приемников на основе InSb ($D^* \sim 1,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^2 \cdot \text{Гц}^{1/2} / \text{Вт}$) и сложных соединений ртуть-кадмий-теллур ($D^* \sim 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^2 \cdot \text{Гц}^{1/2} / \text{Вт}$). Обнаружительная способность фотоприемника на основе InAs существенно выше, прежде всего из-за меньшего влияния атмосферного фона, поскольку собственное излучение земли и атмосферы падает при уменьшении длины волны. В диапазоне 10-12 мкм плотность фонового излучения (температура 300К, черное тело) можно оценить величиной $6 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$, в диапазоне 3-5 мкм величиной $5,9 \cdot 10^{-4} \text{ Вт/см}^2$ и в диапазоне 1-3 мкм величиной $5 \cdot 10^{-6} \text{ Вт/см}^2$. С другой стороны, к недостаткам фотоприемников диапазона 1-3 мкм относится меньшая прозрачность атмосферы. В спектральном диапазоне 1,5-1,7 мкм существует окно прозрачности атмосферы. Однако использование его фотоприемником на основе InAs затруднительно вследствие малости сигнальных потоков от источников с температурой 310-325 К. В диапазоне 2,85-3,05 мкм существует окно прозрачности с интегральным коэффициентом прозрачности $\sim 60\%$ [107], что позволяет эффективно использовать фотоприемник на основе InAs в тепловизионных задачах за счет его высокой чувствительности.

На рис.8.18 показана экспериментальная и теоретическая зависимости величины фотосигнала от времени накопления ПЗИ - элемента ФП - линейки.

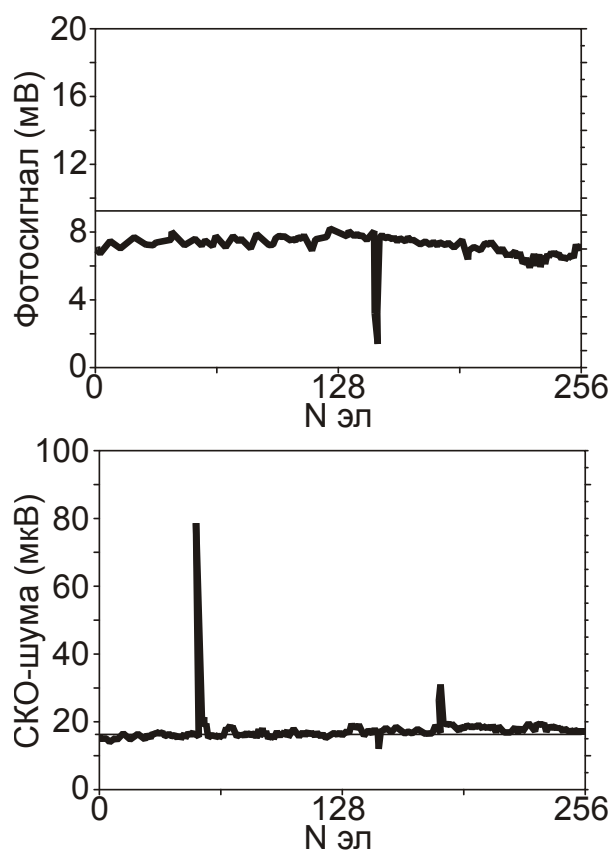


Рис.8.17. Распределение сигнала и шума, приведенного ко входу по элементам модуля ФПУ 2х128. Сплошные линии – теоретические зависимости. Параметры расчета: $\tau_n=1,3$ мс; $T=120$ К; $V_H=2$ В; $C_H=4,7$ пФ; $N_d=4,1 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$; $\Phi_L=3,8 \cdot 10^{-7}$ Вт/см 2 ; $\Phi_{фон}=1 \cdot 10^{-6}$ Вт/см 2 ; $\tau_g=3 \cdot 10^{-8}$ с.

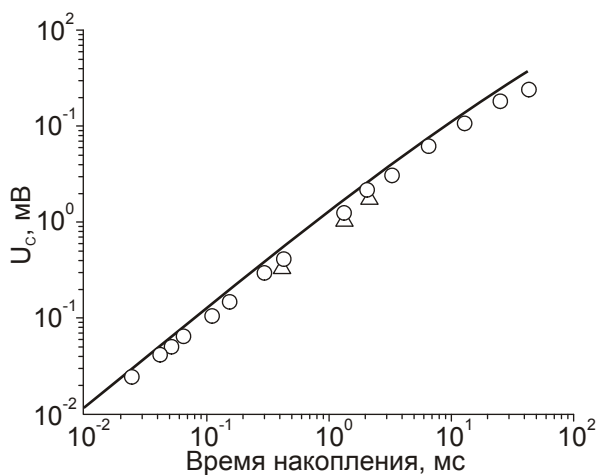


Рис. 8.18 Зависимость величины фотосигнала от времени накопления ПЗИ-элемента ФП-линейки, измеренная при $T = 150$ К. Круги – результаты измерений на ПЗИ-элементе линейки, треугольники - результаты измерений ПЗИ-элемента в составе гибридной микросхемы, сплошная линия – теоретическая зависимость. Площадь ФП-элемента $3,3 \cdot 10^{-5}$ см 2 . Величина фонового потока - 10^{-6} Вт/см 2 , сигнального потока – 10^{-7} Вт/см 2 . Емкость нагрузки – 4 пФ.

Величина фотосигнала в эксперименте меньше теоретических в 1,3-1,5 раза, что связано с потерей части полезного оптического излучения.

На рис.8.19 показано семейство светосигнальных характеристик ФП-элемента модуля ФПУ при разных температурах. Засветка ФП-элементов проводилась с помощью АЧТ через узкополосный фильтр 2,75-2,95 мкм (по уровню 0.5). Изменение потока проводилось изменением температуры полости АЧТ. Кривые записаны на двухкоординатном самописце. Сигнал с термопары, фиксирующей температуру полости АЧТ, выводился на координату "Х" самописца. На "Y"-координату выводилась величина фотосигнала в аналоговом виде. Измерения были проведены при фоновом потоке $\Phi_{\text{фон}}=5 \cdot 10^{-7}$ Вт/см². Стрелками отмечены разные уровни заполнения потенциальной ямы ПЗИ-элемента темновым зарядом в процентах.

Уменьшение величины фотосигнала с ростом температуры связано с уменьшением потока квантов в полосе оптического фильтра за счет смещения длинноволновой границы поглощения излучения ПЗИ-элементом в сторону более длинных волн за счет уменьшения ширины запрещенной зоны InAs и, соответственно, с уменьшением коэффициента поглощения.

На рис.8.20 сплошной линией показана температурная зависимость фотосигнала элемента линейчатого модуля ФПУ, измеренная без узкополосного оптического фильтра. Засветка элементов модуля проводилась от АЧТ с температурой полости 573 К. Спад фотосигнала слева от максимума, связан со смещением фундаментального края поглощения арсенида индия в сторону меньших значений длин волн при понижении температуры ФП-элементов. Теоретическая зависимость (точки), рассчитанная без учета температурного смещения края фундаментального поглощения, показывает отсутствие спада фотосигнала при понижении температуры. Учет температурного смещения края фундаментального поглощения сводится к расчету изменения коэффициента использования АЧТ (потока от АЧТ). Эта кривая показана пунктирной линией. В подписи к рисунку зафиксированы основные параметры теоретического расчета ПЗИ-элемента. Спад фотосигнала справа от максимума связан с переполнением потенциальной ямы ПЗИ-элемента темновыми носителями, накапливающимися в инверсионном слое ПЗИ - элемента под действием термической генерации неосновных носителей.

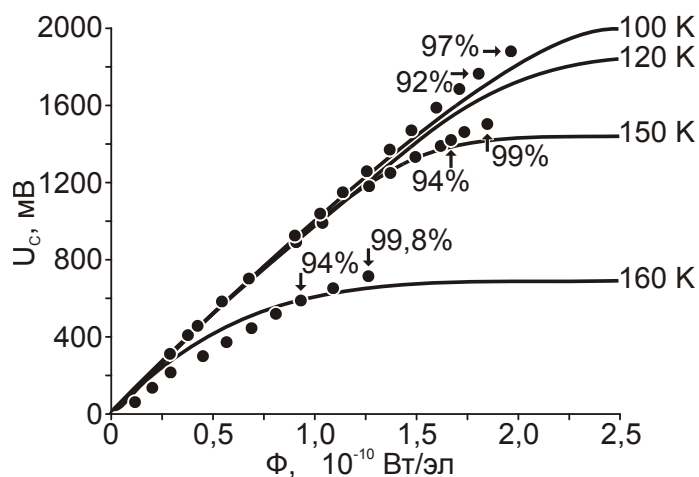


Рис.8.19. Семейство зависимостей фотосигнала ПЗИ-элемента (сплошные линии) гибридной интегральной микросхемы линейчатого ФПУ от величины сигнального потока излучения АЧТ при нескольких температурах. Точки - теоретические значения. Площадь ПЗИ-элемента $3,3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$. Время накопления 2,6 мс.

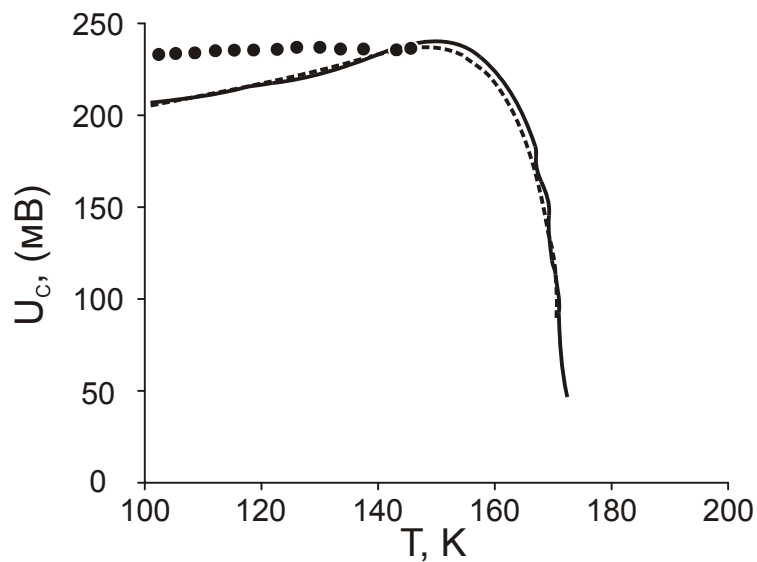


Рис.8.20. Температурная зависимость фотосигнала ПЗИ-элемента линейки в модуле ФПУ 2x128. Здесь время накопления 2,6 мс, амплитуда импульса инжекции 2 В, емкость ПЗИ-элемента в обогащении 1,45 пФ, емкость нагрузки 5 пФ, $N_d = 4,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^2$, световой поток $7,4 \cdot 10^{-7} \text{ Вт/см}^2$, $\Phi_\phi = 5 \cdot 10^{-7} \text{ Вт/см}^2$, $\tau_g = 10^{-7} \text{ с}$, $L_d = 5 \text{ мкм}$.

Совпадение теоретических и экспериментальных зависимостей фотосигнала от температуры следует считать хорошим.

На рис.8.21 представлена спектральная характеристика ПЗИ-элемента в составе модуля ФПУ, изображенного на рис.8.10, (а). Длинноволновая граница, связанная с фундаментальным краем поглощения, такая же резкая, как показанная ранее на рис.8.3. В коротковолновой области наблюдаются осцилляции фотосигнала, связанные с интерференцией падающего излучения на воздушном зазоре в несколько микрон между ПЗИ-элементом и лейкосапфировой платой, являющейся конструкционным элементом ФПУ.

На рис.8.22 приведены гистограммы распределения фотосигнала и СКО шума по элементам линейки 2x192 элемента, в составе гибридной микросхемы, показанной на рис.147а. Измерения проводились при мощности падающего потока ИК-излучения $\approx 1,7 \cdot 10^{-7}$ Вт/см². Измерения СКО шума проводились по 128 выборкам каждого элемента. При измерениях использовалась охлаждаемая диафрагма, представляющая собой щель с размерами 2x13 мм², расположенную на расстоянии 11 мм от фотоприемных элементов. Комнатный фон попадающий на фотоприемные элементы оценивался величиной $2 \cdot 10^{-7}$ Вт/см². В этих условиях элементы ФП-линейки работали в режиме ограничения комнатным фоном. Рассчитанное из экспериментальных данных среднее значение обнаружительной способности составляло величину $D^* \approx 1,5 \cdot 10^{12}$ см Гц^{1/2}Вт⁻¹. Пять элементов (из 384-х) имели избыточные шумы, которые ухудшали обнаружительную способность элементов до величины D^* не хуже $0,5 \cdot 10^{12}$ см Гц^{1/2}Вт⁻¹. Экспериментальные величины обнаружительной способности были примерно в два раза ниже расчетной величины. Ухудшение обнаружительной способности нами связывается с двумя факторами. Первый фактор связан с собственными шумами мультиплексора (~ 600 электронов), который сопоставим с шумом фотоприемного элемента (~ 872 электрона, результат математического моделирования элемента). Вторым фактором – конструкционные потери света, связанные с отражением от кремниевой подложки (отсутствовало просветляющее покрытие) и лейкосапфирового окна (без антиотражающего покрытия, коэффициент оптических потерь $\sim 0,85$ при толщине окна ~ 2 мм).

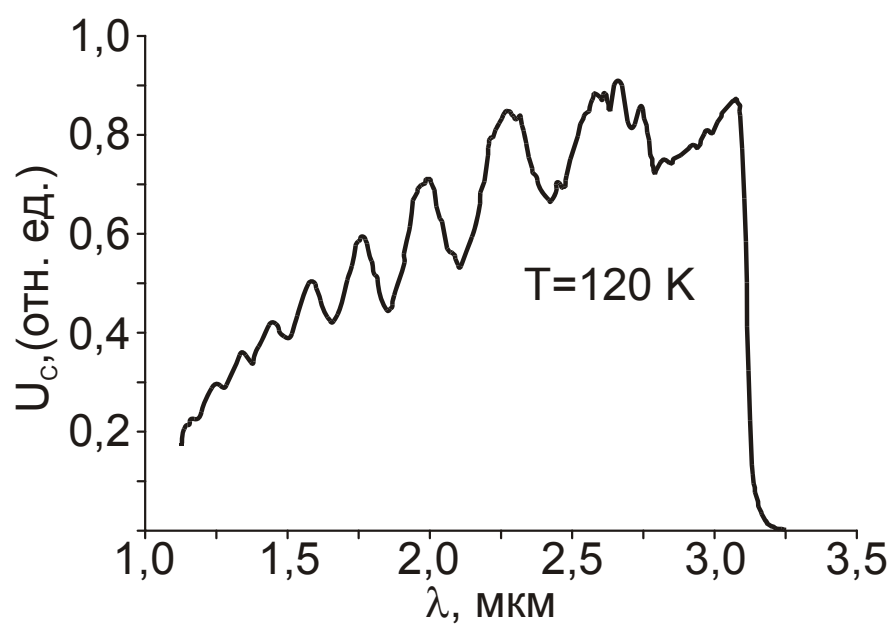


Рис.8.21. Спектральный отклик фотосигнала ПЗИ-элемента в составе линейчатого модуля ФПУ.

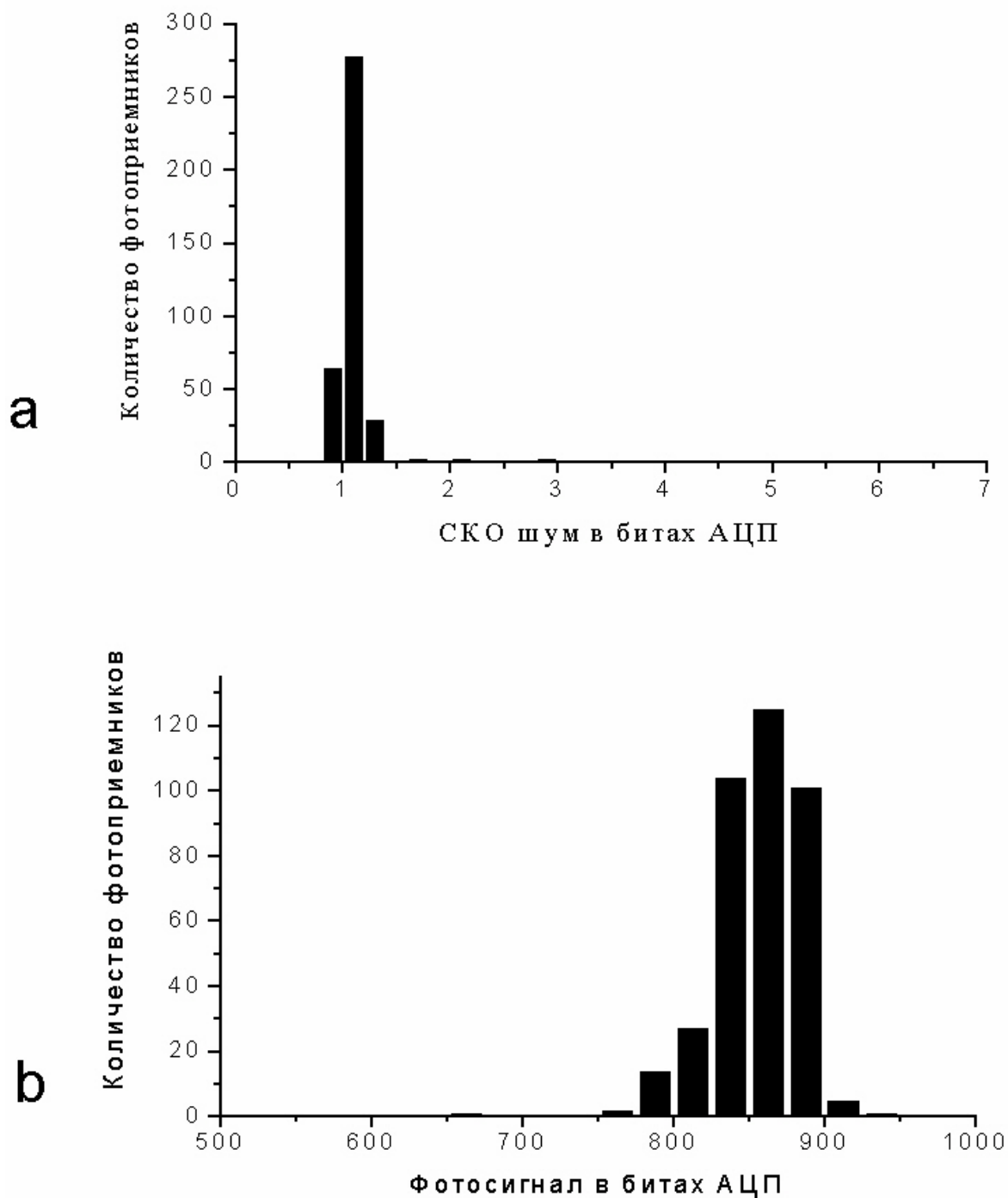


Рис.8.22. Распределение сигнала (а) и шума (b) по элементам линейки 2x192 в составе гибридной микросхемы с мультиплексором Ф-408. Условия измерений были следующими: время накопления (10 мс), температура элементов модуля ФПУ (80 К), расстояние от АЧТ (573 К) до фотослоя (470 мм), диаметр диафрагмы АЧТ(8 мм).

§ 8.6. Фотосигнальные и шумовые характеристики ПЗИ-элементов матриц

На рис.8.23 приведена зависимость фотосигнала от времени накопления, измеренная на типичном элементе матрицы, которая хорошо соответствует расчетной с коэффициентом $\sim 0,85$. Величина падающего модулированного потока (коэффициент модуляции $\cong 1$) после узкополосного фильтра и лейкосапфирового окна составляла $\cong 2 \cdot 10^{-5}$ Вт/см². При увеличении времени накопления > 2 мс виден участок насыщения фотосигнала, связанный с заполнением потенциальной ямы ПЗИ-элемента носителями заряда.

На рис.8.24 показана температурная зависимость фотосигнала при времени накопления 64 мкс. Уменьшение сигнала с температурой объясняется уменьшением величины падающего потока за счет сдвига края поглощения InAs.

На рис.8.25 показаны светосигнальные характеристики двух типичных элементов матриц при температуре 80 К. Видна достаточно хорошая линейная зависимость, которая находится в хорошем соответствии с теорией.

На рис.8.26 и рис.8.27 показано распределение фотосигнала и СКО-шума по элементам тестового фрагмента 32x70 матрицы, соответственно. Видно, что матрица однородна, за исключением отдельных выбросов, на которых величина фотосигнала превышает величину сигнала с одного элемента в кратное число раз. Коэффициент кратности составлял величину 2, 3 и 5, соответственно. Анализ поверхности матрицы под микроскопом показал, что выбросы связаны с микрозакоротками между соседними ПЗИ-элементами (затворное покрытие In₂O₃). Разброс СКО-шума составлял величину 1,3-1,5, за исключением отдельных выбросов, достигающих 3-х кратного и более увеличения значений СКО от среднего уровня. По-видимому, это аномальные ПЗИ-элементы. Для матриц роль подложки весьма существенна. Она должна как можно меньше отражать и поглощать ИК излучение. Матрицы изготавливались на гомоэпитаксиальных структурах с толщиной подложки InAs ~ 1 мм. Измерение оптического пропускания подложек без эпитаксиальных слоев показывает, коэффициент поглощения подложек вблизи края фундаментального поглощения эпитаксиального слоя арсенида индия

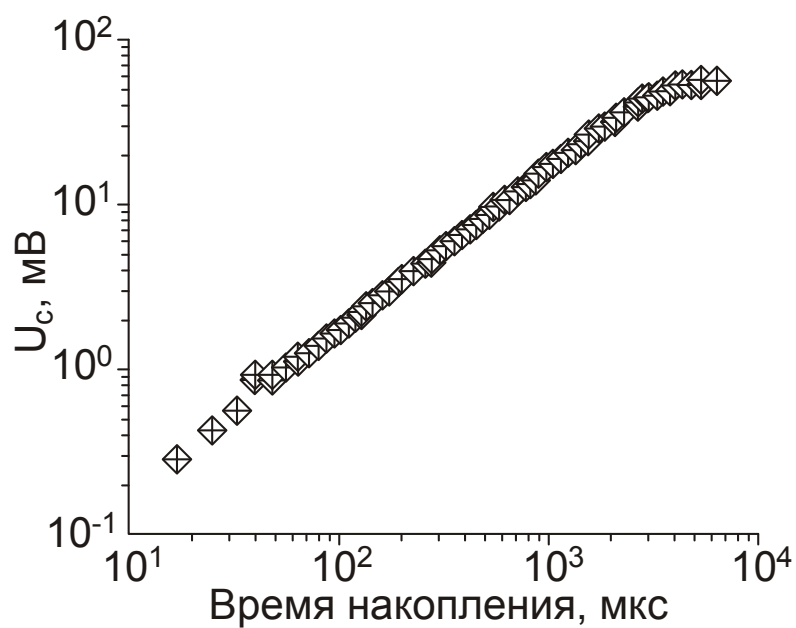


Рис.8.23. Зависимость величины фотосигнала, измеренной на нагрузочной емкости от времени накопления для ПЗИ-элемента матрицы 128x128. Измерения проведены при $T=80$ К, $V_{и}=1,3$ В, $V_g=-14$ В.

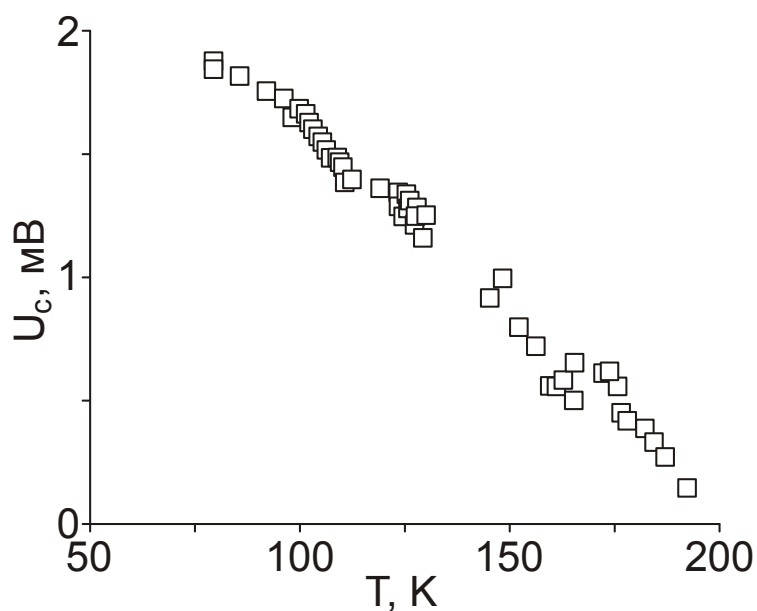


Рис.8.24. Температурная зависимость фотосигнала типичного ПЗИ-элемента тестовой матрицы с размерами элемента 40x50 мкм. Измерения проведены при $V_{и}=1,3$ В, $V_g=-14$ В, $\tau_n = 64$ мкс.

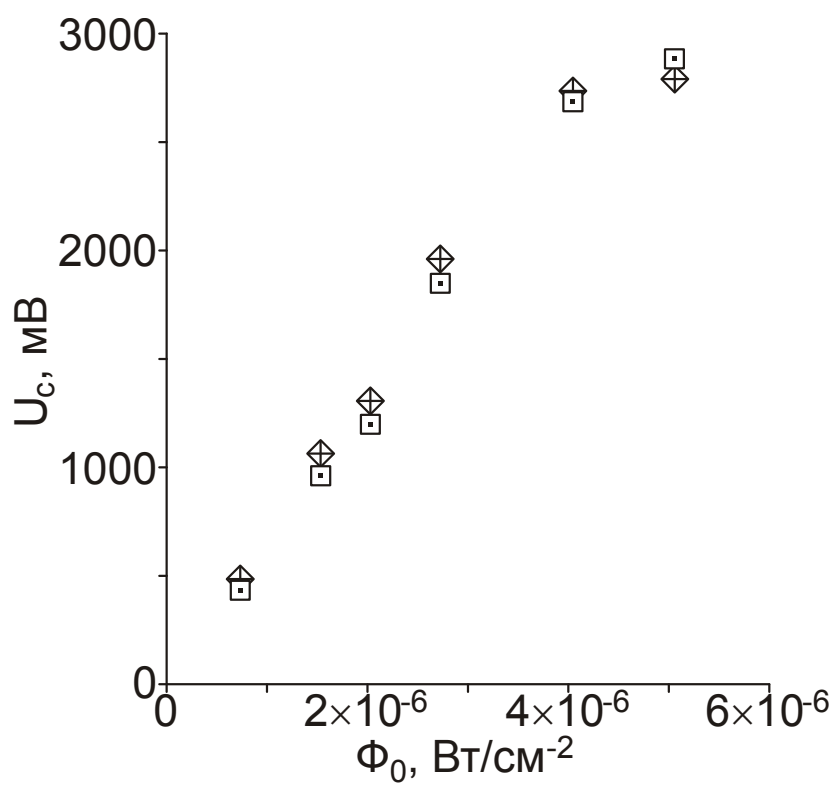


Рис.8.25. Зависимость фотосигнала двух типичных элементов тестовой матрицы с размерами ПЗИ-элемента 40х50 мкм от величины сигнального потока излучения. Измерения проведены при $\tau_n = 64$ мкс, $V_{и} = 1,3$ мс, $V_g = -14$ В, $T = 80$ К, температура АЧТ (573 К).

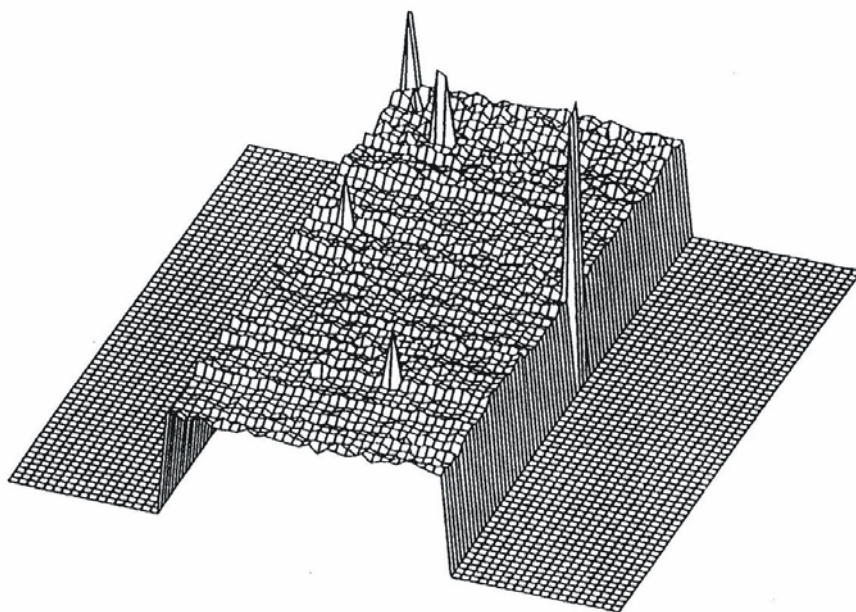


Рис.8.26. Распределение фотосигнала по ПЗИ-элементам фрагмента 31x70 тестовой матрицы с размером элементов 40x40 мкм. Остальные параметры в соответствии с рис.8.24.

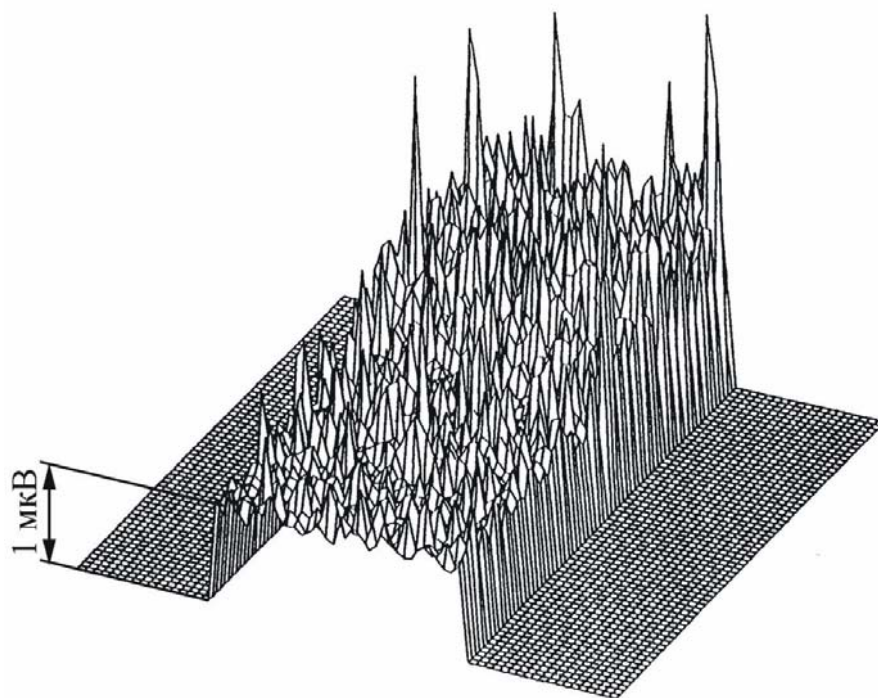


Рис.8.27. Распределение СКО-шума по ПЗИ-элементам фрагмента 31x70 тестовой матрицы с размером элементов 40x50 мкм.

составляет величину $1-10 \text{ см}^{-1}$. При коэффициенте поглощения $\sim 10 \text{ см}^{-1}$ подложка задержит $\sim 37\%$ падающего излучения. Отбор подложек позволяет выбрать такие, у которых потери излучения, связанные с поглощением в подложках, составляет 1% и менее. Такой отбор позволяет уменьшить потери излучения при поглощении в подложках до 10% и менее. Разброс коэффициента поглощения связан с разбросом уровня легирования подложек. Потери на отражение от поверхности полированных подложек составляют величину более 30% . Эти потери можно в значительной степени уменьшить нанесением антиотражающего диэлектрического покрытия. В качестве отражающего покрытия использовались пленки Al_2O_3 , полученные распылением электронным лучом в сверхвысоком вакууме монокристаллического лейкосапфира.

Основные потери ИК излучения в матрицах связаны с поглощением света в квазинейтральной области эпитаксиального слоя полупроводника. Расчеты показывают, что оптимальная толщина эпитаксиального слоя при изготовлении матриц составляет величину $\sim 5-6 \text{ мкм}$. При меньшей толщине эпитаксиального слоя возрастает количество дефектных элементов. При увеличении толщины до 10 мкм величина сигнала уменьшается примерно в 2 раза (по сравнению с эпитаксиальным слоем, толщиной 5 мкм). Расчеты были проведены для диффузионной длины в InAs 5 мкм (определена ранее в §2.4.2).

В гибридных микросхемах измерялись значения фотосигналов и СКО шума всех 16384 элементов матрицы 130×130 и 65536 элементов матрицы 256×256 . Измерения проводились при следующих условиях: расстояние от диафрагмы АЧТ до фоточувствительного слоя составляла величину $L=470 \text{ мм}$, измерения проводились с диафрагмой АЧТ - 2 мм ; время кадра 20 мс , температура образца 83 К . При измерениях использовался узкополосный фильтр. Величина сигнального потока с учетом фильтра составляла $5,9 \cdot 10^{-13} \text{ Вт/эл}$. Величина комнатного фона устанавливалась апертурной диафрагмой в криостате и равнялась $1 \cdot 10^{-6} \text{ Вт/см}^2$. При этих условиях типичные модули ФПУ имели гистограммы обнаружительной способности в виде острого пика. Обнаружительную способность в диапазоне $(3-5,5) \cdot 10^{12} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} / \text{Вт}$ имели $95,8-98,8\%$ элементов гибридных микросхем. Теоретическая величина обнаружительной способности ПЗИ-элементов при таких параметрах

составляет величину $\approx 8 \cdot 10^{12}$ см·Гц^{1/2}/Вт. Как и в случае линейчатых ФПУ, пониженные значения обнаружительной способности связаны с оптическими потерями. Величина потерь в основном определяется разбросом уровня легирования сильнолегированных подложек арсенида индия и, соответственно, смещением фундаментального края поглощения подложки. Другой причиной, вызывающей потери, является толщина поглощающего эпитаксиального слоя. Эту величину следует оптимизировать.

§ 8.7. Приборы на основе арсенид индиевых ПЗИ-элементов.

На основе гибридных интегральных микросхем линейчатого и матричного типов были разработаны несколько тепловизионных камер [406-409] и инфракрасный спектрометр [410]. Ниже описана тепловизионная камера, ориентированная на использование в медицинской практике для диагностических целей, а также для решения научных и прикладных задач в разных отраслях народного хозяйства [405].

Блок-схема компьютеризированной тепловизионной камеры приведена на рис.8.28. Тепловое излучение наблюдаемой сцены фокусируется объективом (1) на матрицу гибридной микросхемы (4), установленной в вакуумном криостате (5).

Лейкосапфировое окно криостата имеет двустороннее антиотражающее покрытие, полученное осаждением двуокиси кремния на сапфир (окисление моносилана в кислороде при температуре 1100 °С). Толщина покрытия выбиралась из известных соображений: показатель преломления просветляющей пленки должен равняться корню квадратному из показателя преломления подложки, а оптическая толщина (произведение показателя преломления на толщину пленки) должна составлять четверть длины волны, на которой необходимо получить минимальное отражение [403]. Толщина покрытия составляла величину $\sim 0,51$ мкм.

Уровень фоновой засветки ограничен холодной диафрагмой (3). Все необходимые для работы ФПУ постоянные и импульсные напряжения задаются генератором (6). Термодатчик ФПУ соединен с входом измерителя температуры и автомата включения напряжения смещения подложки InAs (8),

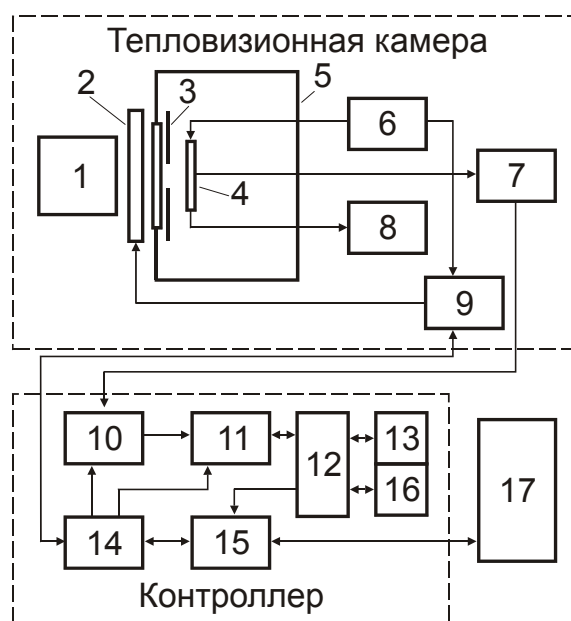


Рис. 8.28. Блок-схема тепловизора. Здесь 1 – объектив, 2 – устройство калибровки, 3 – холодная диафрагма, 4 – матричное ФПУ, 5 – вакуумный криостат с просветлённым окном, 6 – генератор управляющих импульсных и постоянных напряжений, 7 – усилитель с дифференциальным выходом, 8 – измеритель температуры ФПУ и автомат включения напряжения смещения подложки InAs, 9, 14 – блоки управления и синхронизации, 10 – АЦП, 11 – сумматор, 12 – диспетчер памяти, 13, 16 – банки памяти, 15 – блок связи с ЕРР параллельным портом, 17 – ЕРР параллельный порт персонального компьютера.

который включает смещение при температуре матрицы ниже 90 К и отключает при ее превышении, поскольку при температуре $>120\text{K}$ может измениться напряжение V_{FB} МДП-структур и, соответственно, их чувствительность.

Устройство калибровки состоит из двух подвижных заслонок (зеркальной и черной), управляемых электромагнитами. Электромагниты управляются блоком (9), который также передает в блок (14) импульсы, синхронизирующие работу АЦП (10), сумматора (11), блока связи с ЕРР параллельным портом (15) и блока передачи информации о состоянии автомата (8). Команды управления электромагнитами передаются из компьютера через блоки (15, 14, 9).

Сигнал матричного ФПУ подается на вход усилителя с дифференциальным выходом, (7). Усиленный (в 70 раз) полезный сигнал подаётся на дифференциальный вход 12-ти разрядного АЦП AD9220AR фирмы “Analog Devices”. Выход АЦП подключен к входу сумматора (11), который вычисляет разность двух соседних выборок с каждого элемента ФПУ (двойная коррелированная выборка). Вычисленная разность складывается со значением суммы, полученной по предыдущим кадрам, хранящимся в одном из банков памяти (13,16). Максимальное число кадров в сумме равно четырем. Одновременно из другого банка памяти информация передается в персональный компьютер через блок связи (15) и ЕРР параллельный порт (17). Назначение банков памяти для работы с сумматором и портом производится диспетчером памяти (12). Объем каждого банка памяти – 16 К x 16. Блоки (6,8,9) выполнены на микросхеме XC95108, а блоки (11,12,14,15) - на микросхеме XC95288XL фирмы “Xilinx”. Усилитель (7) выполнен на микросхемах AD811 фирмы “Analog Devices” и OPA2658 фирмы “Burr Brown”. Для уменьшения уровня помех управляющие сигналы синхронизованы от кварцевого генератора, а аналого-цифровой преобразователь и блоки (11-16) вынесены за пределы корпуса тепловизора и размещены на плате связи с параллельным портом компьютера. Аналоговое напряжение сигнала передается из блока (7) в блок (10) по витой паре кабеля (длина ~ 4 м). Одна линия кабеля (двунаправленная), соединяющая блоки (9,14), использована для передачи смеси синхроимпульсов и команд управления шторками устройства калибровки. По четырем жилам кабеля подается напряжение 12 В от блока

питания компьютера. Потребляемая тепловизионной камерой мощность не превышает 3,6 Вт.

В тепловизоре применен металлический вакуумный заливной азотный криостат с угольным гетером, обеспечивающим длительное сохранение вакуума в криостате. Основные характеристики криостата приведены ниже.

Объем жидкого азота ,.....	0,2 л;
Теплоприток	0,52 Вт;
Время непрерывной работы без дозаправки азотом, не менее..	12 часов;
Температура платформы.....	78-81 К;
Время выхода на режим.....	10 мин;
Масса (без азота).....	1,2 кг;
Объем контейнера для активированного угля.....	20,7 см ³ .
Габариты	104x83x155 мм;
Расстояние от ФПУ до наружной поверхности окна	13-14 мм.
Максимальное число электрических выводов	32.

На охлаждаемый медный пьедестал криостата устанавливалась гибридная микросхема матричного ФПУ, конструкция которой обсуждалась выше.

Общий вид тепловизионной камеры показан на рис.8.29.

На рис.8.30 показана гистограмма распределения обнаружительной способности (D^*) матричного ФПУ. Величина приборного фона оценивалась величиной $\sim 8,4 \cdot 10^{-7}$ Вт/см². Измерения проводились при времени накопления 11 мс с внешним суммированием четырех кадров.

В таблице 8.3 приведены теоретические величины, характеризующие работу ПЗИ-элемента матрицы.

С учетом внешнего суммирования теоретическую величину обнаружительной способности следует умножить на коэффициент 2. Таким образом теоретическая величина $D^* = 5,326 \cdot 10^{12}$ смГц^{1/2}/Вт оказывается больше экспериментальной величины. Снижение экспериментальной величины обнаружительной способности элементов связано с потерями оптического сигнала на элементах конструкции (входное окно, объектив, гибридная микросхема). Можно оценить квантовую эффективность преобразования оптического сигнала элементов матрицы величиной $\sim 64\%$. При измерениях шум



Рис.8.29. Общий вид тепловизионной камеры. Здесь 1 – отсек объектива и узла калибровки, 2 – отсек криостата, 3 – отсек электроники, 4 – горловина для заливки жидкого азота.

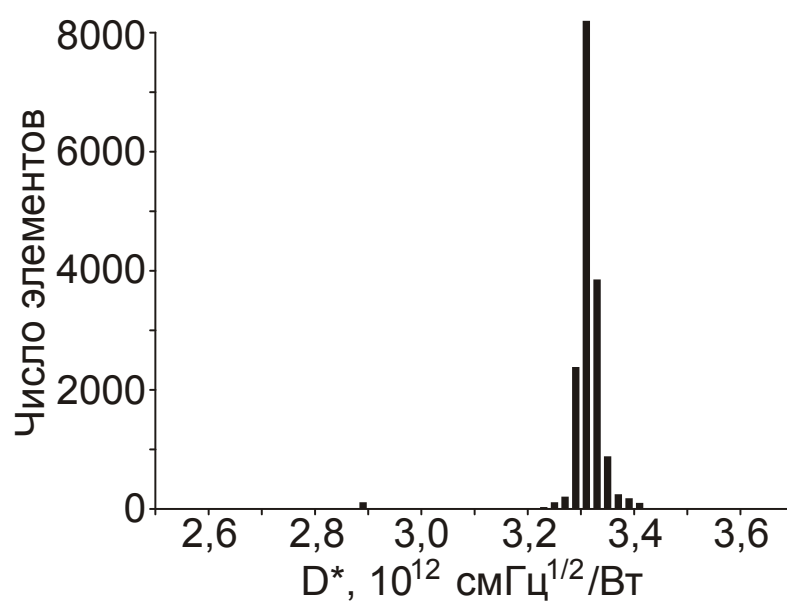


Рис.8.30. Гистограмма обнаружительной способности, D^* , матричного ФПУ, измеренного в составе тепловизионной камеры.

Таблица 8.3. Фотосигнальные и темновые характеристики ПЗИ-элемента.

Задаваемые параметры:

$\tau_n = 11$ мс (время накопления ПЗИ-элемента);

$S = 1,6 \cdot 10^{-5}$ см² (фоточувствительная площадь ПЗИ-элемента);

$T = 80$ К (рабочая температура ПЗИ-элемента);

$V_u = 4$ В (амплитуда импульса инжекции);

$d_{ox} = 130$ нм (толщина подзатворного диэлектрика);

$\varepsilon_{ox} = 4,5$ (относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика);

$C_n = 3$ пФ (нагрузочная емкость);

$N_d = 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³ (концентрация доноров);

$\Phi_F = 0$ Вт/см² (фронтальный световой поток);

$\Phi_b = 1 \cdot 10^{-7}$ Вт/см² (световой поток при засветке элемента матрицы);

$\Phi_\phi = 8,4 \cdot 10^{-7}$ Вт/см² (поток паразитного комнатного фона);

$L_p = 5$ мкм (диффузионная длина неосновных носителей тока);

$\tau_g = 3 \cdot 10^{-8}$ с (генерационное время жизни);

$\alpha = 5 \cdot 10^3$ (коэффициент поглощения света).

Результаты расчета:

$\% = 25,06$ (процент заполнения потенциальной ямы элемента зарядами);

$U_c = 63,0187$ мВ (фотосигнал на МДП-структуре);

$U_{ш} = 398,902$ мкВ (величина СКО напряжения шума на МДП-структуре);

$N = 2,12 \cdot 10^6$ (полное число носителей в потенциальной яме МДП-структуры);

$N_{ш} = 1367$ (число шумовых носителей в потенциальной яме МДП-структуры);

$D^* = 2,663 \cdot 10^{12}$ смГц^{1/2}/Вт (обнаружительная способность ПЗИ-элемента);

$V-W = 3,939 \cdot 10^{10}$ В/Вт (вольтваттная чувствительность ПЗИ-элемента);

$DIN = 4102$ (динамический диапазон ПЗИ-элемента);

фоточувствительных элементов гибридной микросхемы соответствовал режиму ограничения флуктуациями комнатного фона. Исследовалась также возможность увеличения температурной чувствительности тепловизионной камеры за счет внешнего накопления полезного сигнала. Выборки проводились с частотой 20 с^{-1} . Для шума типа “белого” СКО шума не должно зависеть от числа выборок. Дополнительные низкочастотные шумы типа $1/f$ приводили к подъему СКО при временах измерения, больших 1 секунды (число выборок > 20). При суммировании 16 кадров экспериментально наблюдалось улучшение температурной чувствительности элементов гибридной микросхемы с 28 мК до 7 мК, при наблюдении объекта с температурой 32°C .

Спектральная характеристика фоточувствительности гибридной микросхемы показана на рис.8.31. Спектральные характеристики микросхемы в области $\sim 2,5$ и ~ 3 мкм приведены в работе [411]. Длинноволновый край ($\lambda \approx 3,05$ мкм) определяется фундаментальным краем поглощения эпитаксиального слоя InAs при рабочей температуре микросхемы ($T \approx 80\text{K}$). Коротковолновый край зависит от уровня легирования вырожденной подложки InAs (см. §4), и изменяется в пределах 2,4–2,8 мкм для разных образцов. Было замечено, что уровень легирования вырожденной подложки может заметно меняться по площади одного образца. Две кривые, А и В, показанные на рис.8.31, с разными коротковолновыми краями спектра фоточувствительности ($\Delta\lambda \approx 0,05\text{мкм}$), соответствуют двум областям (соотношение площадей областей $S_A/S_B \sim 3$) для одной матрицы. Оценки показывают, что в двух областях подложки концентрация донорной примеси составляет величины $\approx 4,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $\approx 5,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, соответственно.

На рис.8.32 показана функция распределения фотосигнала вдоль строки гибридной микросхемы, которая дает представление о пространственном разрешении тепловизионной камеры. Функция распределения получена при наблюдении объекта со ступенчатым изменением температуры. Для идеального прибора, когда граница между полями с разной температурой в плоскости изображения проходит между элементами матричного ФПУ, на таком графике должны быть только элементы с двумя значениями сигналов, соответствующих двум наблюдаемым температурам. В нашем случае разность в фотосигнале

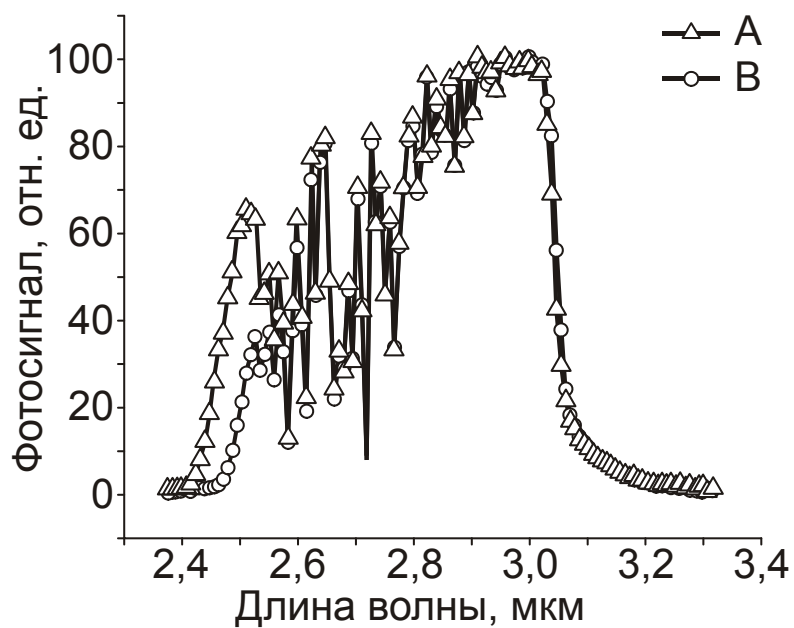


Рис.8.31. Спектральная характеристика фоточувствительности элемента матричного ФПУ.

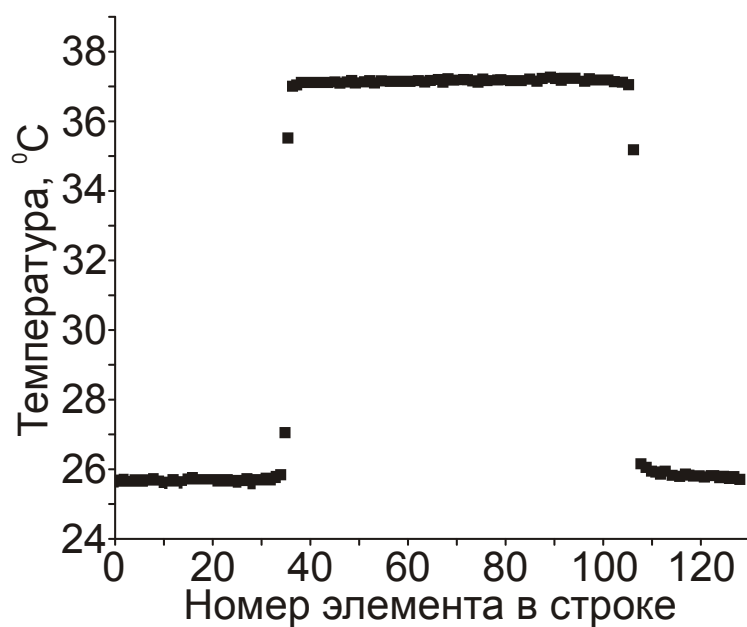


Рис.8.32. Функция распределения фотосигнала вдоль строки матричного ФПУ при наблюдении объекта со ступенчатым изменением температуры.

двух соседних элементов составляет $\sim 75\%$ от максимальной, что соответствует параметрам использованного объектива.

В таблице 8.4. приводятся технические характеристики тепловизионной камеры.

Тепловизионная камера может использоваться в медицине и промышленности для формирования теплового изображения объекта (термограммы) и измерения температуры в любой точке объекта без физического контакта с ним. Высокое температурное разрешение и быстродействие камеры позволяет получать высококонтрастные термограммы объектов в режиме реального времени. Это обеспечивает возможность эффективного использования данного прибора в различных областях науки, техники, медицины. Для удобства формирования и обработки термограмм разработано программное обеспечение, которое позволяет:

- определить абсолютное значение температуры в любой заданной точке;
- выводить график распределения температуры вдоль выбранного сечения термограммы;
- получить термограммы в черно-белом и цветном изображении;
- регулировать контрастность и яркость изображения;
- получить негативное изображение термограммы;
- задавать границы температурных зон при визуализации кадра;
- производить запись на жесткий диск в режиме реального времени любой последовательности термограмм, в том числе, в режиме видеофильма и считывание термограмм из файлов в специальном и стандартном графическом формате (BMP);
- провести запись фильма в виде последовательности кадров в реальном масштабе времени;
- сопровождать каждую термограмму текстовым описанием.

В области медицины тепловизионная камера позволяет проводить термографическое обследование пациентов с целью раннего, профилактического диагностирования целого ряда заболеваний до появления жалоб больного и деструктивных изменений в тканях.

В области научных, прикладных и промышленных задач тепловизионная камера позволяет проводить исследование процессов теплопереноса,

Таблица 8.4. Технические параметры тепловизионной камеры.

Фоточувствительный элемент	матрица InAs МДП-конденсаторов;
Германиевый объектив.....	D/F=1/1,8; F= 20,5 мм);
Поле обзора,.....	18 x 18 град;
Степень дискретизации кадра	128x128 элементов;
Спектральный диапазон чувствительности*	2,8-3,05 мкм;
Частота кадров, f_k	1,25-45 с ⁻¹ ;
D^*	3,3·10 ¹² , см·Гц ^{1/2} /Вт
Чувствительность ($f_k=20\text{с}^{-1}$, T=32 ⁰ C).....	0,028 °C;
Предельная чувствительность ($f_k=1.25\text{с}^{-1}$, T=32 ⁰ C).....	0,007 °C;
Динамический диапазон ($f_k=20\text{с}^{-1}$).....	72 дБ;
Динамический диапазон ($f_k=1.25\text{с}^{-1}$).....	84дБ;
Температурный диапазон измерений**	20 – 42 °C;
Абсолютная точность измерения температуры, при температуре прибора 22±2 ⁰ C	±0,25 °C;
Напряжение питания тепловизионной камеры от системного блока компьютера	12 В;
Мощность, потребляемая тепловизионной камерой.....	3,6 Вт;
Хладагент	жидкий азот;
Объем жидкого азота на одну заправку	0,2 л;
Время непрерывной работы при одной заправке жидким азотом, не менее	12 часов;
Габариты тепловизионной камеры (без штатива).....	диаметр 110 мм,длина 240 мм;
Вес камеры	3,5 кг.

*) коротковолновая граница спектральной чувствительности может меняться в пределах 2,4-2,8 мкм, в зависимости от уровня легирования подложки InAs.

**) при калибровке прибора для медицинских применений, для других применений может быть расширен.

теплообмена в газах, жидкостях, твердых телах, различных механических конструкциях и силовых агрегатов.

На рис.8.33-8.36 показаны примеры термограмм, полученных тепловизионной камерой.

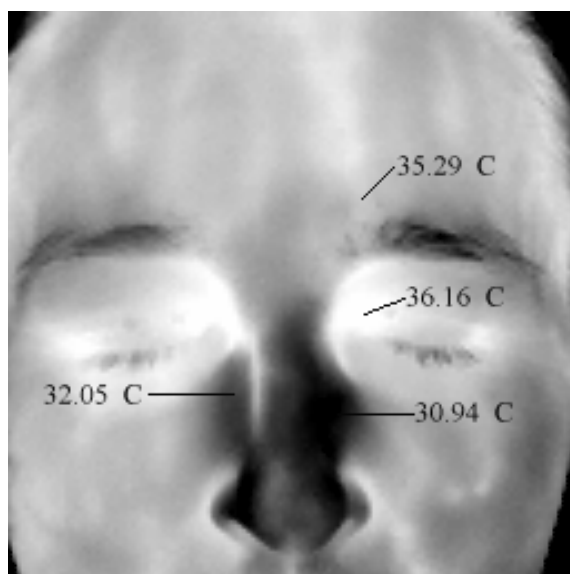


Рис.8.33. Пример термограммы лица человека. На рисунке показаны температуры в разных точках термограммы.

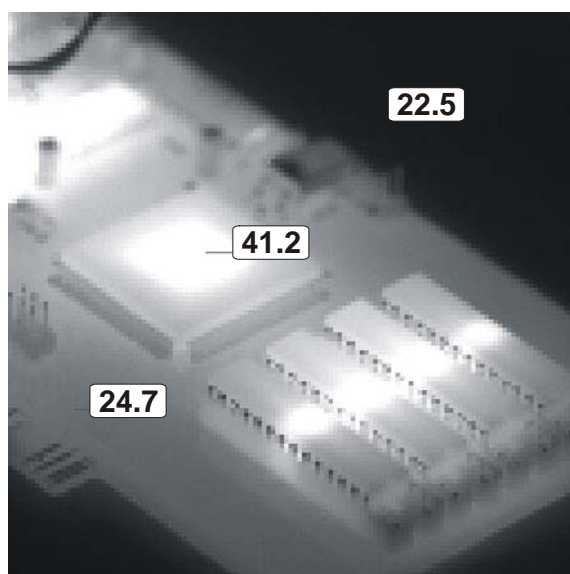


Рис.8.34. Тепловое изображение платы связи тепловизора с параллельным портом компьютера во время работы. Показаны измеренные температуры в разных точках термограммы. Светлые пятна-области повышенной температуры на работающих микросхемах АЦП и памяти.

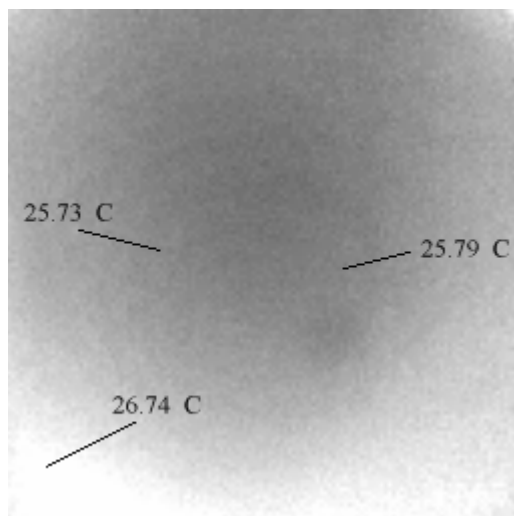


Рис.8.35. Термограмма поверхности воды в чашке Петри диаметром ~ 100 мм, находящейся в тепловом равновесии.

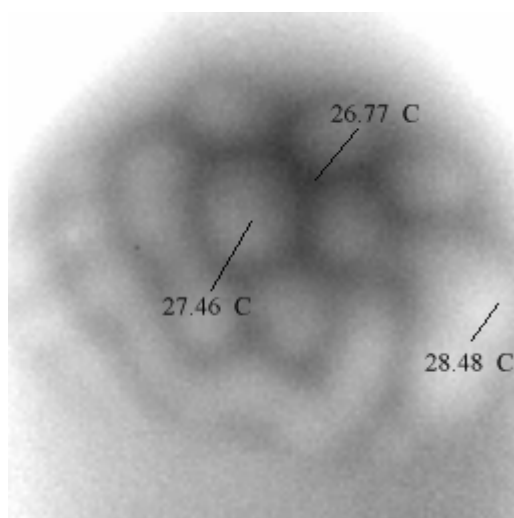


Рис.8.36. Термограмма поверхности воды в чашке Петри при медленном нагреве (чашка Петри подогревается снизу) со скоростью $\sim 0,5$ °C в минуту.

Основные результаты и выводы главы 8.

1. Разработана замкнутая технология изготовления многоэлементных линейча-тых и матричных гибридных фотоприемных микросхем спектрального диапазона 1 – 3 и 2,6 – 3 мкм с обнаружительной способностью до $\approx 5 \cdot 10^{12}$ смГц^{1/2}/Вт, работающих в режиме ограничения флуктуациями комнатного фона для решения различных спектрометрических и тепловизионных задач.

2. На основе гибридной микросхемы с матрицей 128x128 фотоприемных МДП-конденсаторов разработана компьютеризированная тепловизионная камера научного, медицинского и промышленного применения с температурным разрешением 28 мК (частота кадров 20 Гц, температура объекта 32 °С) и с предельным температурным разрешением 7 мК (частота кадров 1,25 Гц, температура объекта 32 °С).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты и выводы диссертационной работы.

1. Разработана и реализована одномерная модель МДП-структуры в диффузионно-дрейфовом приближении с учетом генерационно-рекомбинационного механизма обмена свободных носителей с разрешенными зонами по Са-Шоккли-Риду-Холлу с концентрацией ГУ, сравнимой с концентрацией легирующей примеси. Модель позволяет проследить за формированием ОПЗ полупроводника с предельно малых максвелловских времен, провести количественный расчет низкочастотных, высокочастотных, динамических ВФХ, исследовать релаксацию накопленных зарядов, поверхностного потенциала и емкости при неравновесном импульсном обеднении во времени в зависимости от температуры и уровня освещения.

2. Обнаружено, что в ОПЗ InAs всегда присутствуют ГУ с концентрацией порядка и больше концентрации легирующей примеси с энергетическим положением вблизи середины запрещенной зоны ($\approx 0,22$ эВ) от дна зоны проводимости. Концентрация ГУ в разных образцах нелегированного автоэпитаксиального слоя *n*-InAs варьировалась в диапазоне $3 \cdot 10^{15}$ – $1 \cdot 10^{17}$ см⁻³.

Показано влияние ГУ на вид ВФХ, проявляющееся в виде наличия максимума в области истощающих напряжений на низкочастотной и

среднечастотной ВФХ, в виде пологой полочки при переходе от обеднения к слабой инверсии и увеличения величины емкости в области сильной инверсии на высокочастотных ВФХ.

Установлено, что концентрацию ГУ можно определять по величине избыточной инверсионной емкости МДП-структуры, по амплитуде максимума частотной зависимости активной компоненты проводимости в области истощающих потенциалов, либо по наличию характерной полочки при переходе ОПЗ МДП-структуры от обеднения к слабой инверсии.

3. Разработана замкнутая технология изготовления МДП-структур на арсениде индия с модифицированной поверхностью, позволяющая реализовать в МДП-структурах близкую к идеальной границу раздела полупроводник - диэлектрик с плотностью ПС на уровне $< 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ В}^{-1}$.

Модификация поверхности достигалась созданием сверхтонкого диэлектрического слоя с помощью анодного окисления поверхности InAs с введением фторид-ионов в состав электролита.

Методом туннельной спектроскопии показано, что на поверхности InAs после любых химических обработок формируется переходной слой толщиной 1-3 нм сложного состава, состоящий из окислов индия, мышьяка, остатков травителя и других примесных молекул, который оказывает доминирующее влияние на электрофизические свойства границы раздела полупроводник-диэлектрик.

Определена оптимальная толщина анодного окисла, составляющая величину ~ 15 нм. Увеличение толщины АО ухудшает стабильность МДП-структур в электрических полях, уменьшение толщины АО ухудшает воспроизводимость электрофизических параметров границы раздела по площади полупроводниковых пластин.

4. Проанализированы основные закономерности протекания токов в ОПЗ InAs при неравновесном импульсном обеднении в зависимости от температуры и напряженности электрического поля. Из анализа температурных зависимостей плотности токов, текущих в ОПЗ InAs, получены величины диффузионных потоков поступающих в ОПЗ полупроводника из квазинейтрального объема, и величины токов, связанных с генерацией неосновных носителей через ГУ, локализованные вблизи середины

запрещенной зоны InAs. Получена величина диффузионной длины неосновных носителей тока, равная 5-6 мкм.

Обнаружен избыточный генерационный ток, текущий в ОПЗ InAs в начальный момент времени после приложения импульса неравновесного обеднения, связанный с процессом термостимулированной ионизации ГУ в электрическом поле. Стимулированную электрическим полем ионизацию ГУ также можно наблюдать при записи ВЧ ВФХ МДП – структур в виде увеличения емкости при переходе ОПЗ от обеднения к инверсии. Выявлены условия протекания туннельного тока в ОПЗ InAs и показано, что, при типичной концентрации донорной примеси $\sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, плотность туннельного тока зона-зона превышает плотность тока термической генерации неосновных носителей при амплитудах импульса инжекции $> 6 \text{ В}$ и температуре 150 К.

5. Экспериментально установлено, что существуют два типа МДП-структур, различающихся характером шума при неравновесном импульсном обеднении. Первый тип нормальных структур имеет частотный спектр шума близкий к “белому”, но отличается от пуассоновского процесса тем, что вероятность генерации неосновных носителей в произвольный момент времени зависит от суммарного числа предыдущих актов генерации. Второй тип аномальных структур имеет избыточную компоненту $1/f$ шума, а СКО напряжения шума может превышать в несколько раз шум нормальных структур. Предельно достижимый в экспериментах шум МДП-структур при неравновесном импульсном обеднении соответствовал 75 неосновным носителям, накопленным в приповерхностной области арсенида индия.

6. Показано, что основным механизмом формирования гистерезиса МДП-структур на InAs является туннельный захват неосновных носителей тока на ловушки переходного слоя InAs – диэлектрик с концентрацией $1,5 \cdot 10^{19} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и сечением захвата $10^{-17} - 10^{-18} \text{ см}^2$, имеющим активационную температурную зависимость с энергией 25-35 мэВ.

Выяснено, что для объяснения экспериментальной полевой зависимости гистерезиса ВФХ МДП-структур необходимо ввести заметную асимметрию потенциальных барьеров переходного слоя.

7. Замечено, что высокотемпературный отжиг пластин InAs в водороде перед нанесением подзатворного диэлектрика SiO₂ снижает плотность ловушек в переходном слое до 10^{18} см^{-3} и резко снижает генерационное время жизни. Отжиг пластин в кислороде усиливает гистерезис ВФХ, что связано с увеличением плотности ловушек в переходном слое в несколько раз (предположительно за счет накопления окисных форм мышьяка и элементного мышьяка).

Обнаружена возможность снижения величины гистерезиса ВФХ МДП-структур без уменьшения генерационного времени жизни за счет уменьшения плотности ловушек в переходном слое до величин $(2-2,5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, полученной в результате формирования на поверхности InAs тонкого анодного фторсодержащего окисла толщиной $\sim 15 \text{ нм}$.

8. Установлено, что повышение температуры синтеза диэлектрической пленки SiO₂ в реакторе пониженного давления при окислении моносилана кислородом улучшает диэлектрические параметры пленок и увеличивает диапазон изменения соотношения потоков кислород/моносилан при постоянной скорости роста пленки. При температуре синтеза 220 °C достигнута пористость пленок SiO₂ на уровне 30 – 50 пор/см², что обеспечивает возможность создания многоэлементных фотоприемных устройств на основе матриц размерностью 128x128 и 256x256 фотоприемных ячеек с высоким процентом выхода годных ячеек.

9. Выяснено, что механизм сквозной проводимости МДП-структур в сильных электрических полях при температуре ниже 160 К определяется туннельной инжекцией электронов из InAs через окисел SiO₂, формирующий потенциальный барьер треугольной формы высотой 3,8 – 4 эВ. Обнаружено уменьшение туннельного тока во времени в сильных электрических полях после приложения напряжения к МДП-структуре, связанное с захватом электронов на ловушки в SiO₂ с концентрацией $4 \cdot 10^{19} - 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и сечением захвата $\sim 8,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$.

10. Открыт эффект усиления фононных линий в неупругих туннельных спектрах твердотельных структур, содержащих резкие скачки потенциала, например на границе раздела полупроводник – диэлектрик, или на рассеивающих примесях в барьере.

11. Объяснено появление отрицательного дифференциального сопротивления на ВАХ структур Au – сверхтонкий диэлектрик – полупроводник – InAs *p*- типа проводимости, связанное с околорезонансным туннелированием с участием квантового уровня инверсионного слоя.

12. Разработана замкнутая технология изготовления многоэлементных линейчатых и матричных гибридных фотоприемных микросхем спектрального диапазона 1 – 3 и 2,6 – 3 мкм с обнаружительной способностью до $\approx 5 \cdot 10^{12}$ см·Гц^{1/2}/Вт, работающих в режиме ограничения флуктуациями комнатного фона, для решения различных спектрометрических и тепловизионных задач. На основе гибридной микросхемы с матрицей 128x128 фотоприемных МДП-конденсаторов разработана компьютеризированная тепловизионная камера научного, медицинского и промышленного применения с температурным разрешением 28 мК (частота кадров 20 Гц, температура объекта 32 °С) и с предельным температурным разрешением 7 мК (частота кадров 1,25 Гц, температура объекта 32 °С).

Личный вклад автора в выполненную работу.

Автор диссертации был ответственным исполнителем и совместно с научным консультантом д.ф.-м.н., проф. Г.Л. Курышевым, научным руководителем большого числа НИР выполненных за период 1982 – 2002 гг. Автор принимал непосредственное участие в постановке научных и научно-технических задач, проведении измерений и интерпретации полученных результатов. Практически все результаты, изложенные в научном труде, получены совместно с авторами опубликованных работ.

Благодарности.

Выражаю глубокую признательность сотрудникам лаборатории Микрофотозлектроники и технологического сектора № 41 Института физики полупроводников СО РАН за помощь при проведении измерений, изготовлении высококачественных образцов и полезные обсуждения на всех этапах работы над диссертацией. Благодарю заведующего Отделом

Микрофотоэлектроники д.ф.-м.н., проф. Г.Л.Курышева за постоянную добрую поддержку работы над диссертацией и полезные обсуждения представленного материала диссертации. Благодарю к.х.н. Н.А.Валишеву за плодотворное сотрудничество и разработку научных основ технологии и разработку технологии изготовления МДП-структур, имеющих близкую к совершенной границу раздела полупроводник – диэлектрик. Благодарю В.М.Базовкина за разработку, создание электронных плат управления многоэлементными ФПУ линейчатого (матричного) типов и получения части экспериментального материала, использованного при написании диссертации. Выражаю глубокую признательность к.ф.-м.н. А.А.Гузову и к.ф.-м.н. З.В.Пановой за всестороннюю техническую поддержку и помощь в проведении измерений. Благодарю к.ф.-м.н. И.И.Ли за разработку и сопровождение измерений линейчатых и матричных мультиплексоров, использованных при создании многоэлементных фотоприемных устройств линейчатого и матричного типов. Благодарю к.ф.-м.н. Т.Е.Ковалевскую и И.М.Субботина за помощь в разработке математических моделей работы МДП-конденсатора и помощь в интерпретации многочисленных экспериментальных данных. Выражаю глубокую признательность к.ф.-м.н. К.О.Постникову за помощь в изготовлении измерительных стендов и получении многочисленных экспериментальных данных. Выражаю глубокую признательность к.ф.-м.н. Н.А.Корнюшкину за проведение экспериментальных и теоретических исследований фторированного окисла методом вольт-фарадных характеристик и проводимости на переменном сигнале. Выражаю признательность к.ф.-м.н. В.М.Ефимову и к.ф.-м.н. Е.Е.Меерсону за помощь в проведении исследований полевой и фотоинжекционной нестабильности, изложенной в § 5.3. Выражаю глубокую признательность к.ф.-м.н. Л.С.Брагинскому и А.В.Каламейцеву за теоретические исследования особенностей протекания туннельных токов.

Список публикаций по теме диссертации.

1. А.П.Ковчавцев. Анализ спектра поверхностных состояний на границе раздела Si-SiO₂ в МОП структурах со сверхтонким окислом методом проводимости // Препринт 12-78, Новосибирск, 1978.

2. А.П.Ковчавцев, А.А.Французов. Пористость термического окисла кремния толщиной 30-600 Å // Микроэлектроника, 1979, т.8, вып.5, с. 439.
3. А.П.Ковчавцев. Туннельные токи в системе Au-SiO₂-Si с окислом толщиной 16-36 Å // ФТТ, 1979, т.21, в 10, с.3055.
4. A.A.Frantsuzov, A.P.Kovchavtsev. The Determination of Surface Potential Fluctuation Values and Spatial Distribution of Traps in Insulators from the Temperature Dependence of the (G_p/ω)- ω Curves of MOS Structures // Phys.Stat.Sol., 1983, 79, p.503.
5. А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев, В.Н.Дроздов, О.С.Липатникова. Механизм поперечной проводимости МДП-структур на основе арсенида индия при низкой температуре // Поверхность Физика, химия, механика, 1984, т. 8, с. 68.
6. А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев, К.О.Постников. Анализ состава сверхтонких окислов на поверхности методом туннельной спектроскопии // Сб. VIII совещания “Физика поверхностных явлений в полупроводниках” Тезисы докладов, Киев, 1984, часть 2, с.45.
7. А.П.Ковчавцев, С.М.Крыцин, В.Г.Половинкин, Н.И.Халиуллин. Автоматизированная установка для измерения высокочастотных вольт-фарадных характеристик структур металл-диэлектрик- полупроводник // ЭТ, Тезисы докладов конференции сер.3, Микроэлектроника, в. I (200). Разработка и изготовление твердотельных изделий электронной техники, 1985, с.33.
8. А.П.Ковчавцев, С.М.Крыцин, В.Г.Половинкин, Н.И.Халиуллин. Автоматизированная установка для измерения высокочастотных вольт-фарадных характеристик структур металл-диэлектрик - полупроводник // Приборы и техника эксперимента, 1985, т. 6, с.174.
9. А.П. Ковчавцев, Г.Л.Курышев, К.О.Постников, С.А.Бирюков. Туннельная спектроскопия фононов в арсениде индия // ФТП, 1985, т.19, вып.12, с.2187.
10. А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев, Ю.О.Кантер, Б.З.Ольшанецкий, Э.А.Демьянов, С.М.Крыцин, С.И.Стенин. Влияние состава переходного слоя на величину низковольтного гистерезиса вольт - фарадных характеристик МДП - структур на арсениде индия // Поверхность. Физика, химия, механика, 1986, т. 10, с.132.

11. Т.Е.Ковалевская, А.П.Ковчавцев, С.М.Крыцин, Г.Л.Курышев, Ю.В.Насташев. Термическая генерация в области пространственного заряда МДП-структур на основе InAs при неравновесном обеднении // Сб. рефератов НИОКР, 1986, Сер. РТ, С.28.
12. В.А.Гуртов, М.В.Золотов, А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев. Объемный заряд в МДП-структурах на основе арсенида индия // Микроэлектроника, 1986, т.15, вып.2, с.142.
13. А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев, В.Н.Дроздов. Полевой дрейф ионов в МДП-структурах на основе арсенида индия // Микроэлектроника, 1986, т.15, в.4, стр. 324.
14. А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев, К.О.Постников. Туннельная спектроскопия системы арсенид индия-сверхтонкий окисел-Au // Сб. "Всесоюзная школа по физике поверхности" Тезисы доклада.,Москва, 1986 с.45.
15. А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев, К.О.Постников. Туннельная спектроскопия системы арсенид индия-сверхтонкий окисел-Au. // Сб. "Всесоюзная школа по физике поверхности". Карпаты. Тезисы оригинальных докладов, Черноголовка, 1986 с.33.
16. A.P.Kovchavtsev, G.L.Kuryshchev, K.O.Postnikov. Inelastic Electron Tunneling Spectroscopy of InAs-Superthin Insulator-Au Structures // Phys.stat.sol.,(a), 1986, v. 97, p.421.
17. А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев, К.О.Постников. Неупругая туннельная электронная спектроскопия МДП-структур со сверхтонким слоем нитрида кремния // Сб. V республиканская конференция "Физические проблемы МДП-интегральной электроники", Тезисы докладов, 1987, с.100.
18. А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев, К.О.Постников, И.М.Субботин, Ж.И.Хорват. Резонансное туннелирование электронов в барьере Шоттки на арсениде галлия // ФТП, 1987, т. 21, вып.11, с. 1944.
19. А.П.Ковчавцев, К.О.Постников. Неупругая электронная туннельная спектроскопия МДП - структур со сверхтонкими слоями окиси кремния на кремнии // Сб. "7 Seminar of socialist countries on electron spectroscopy". Abstracts., Bourgas, Bulgaria, 1988 , p.50.
20. A.P.Kovchavtsev, G.L.Kuryshchev, K.O.Postnikov, R.A.Sokolov, I.M.Subbotin. Inelastic Electron Tunnelling Spectroscopy of Si MIS Structures with Ultrathin

- Thermal Silicon Nitride and Thermal Silica // Phys.stat.sol. (a), 1988, v. 106, p. 669.
21. А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев, К.О.Постников. Туннельная спектроскопия структур InSb-сверхтонкий окисел-золото // Сб. “Электронные процессы на поверхности и в тонких слоях полупроводников”, Тезисы докладов, 1988, с.29.
 22. А.Р.Kovchavtsev, К.О.Postnikov. Inelastic electron tunnelling spectroscopy of Si MOS Structures with Ultrathin Silica // БЪЛГАРСКА АКАДЕМИЯ НА НАУКИТЕ* Известия по химии, 1989, т. 22, вып. 3/4, с.475.
 23. Я.А.Ильенков, Т.Е.Ковалевская, А.П.Ковчавцев. Оценка параметров глубоких уровней в МДП-структурах на основе InAs // Поверхность.Физика, химия, механика, 1992, т. 1, с. 62.
 24. Ю.Г.Галицин, А.П.Ковчавцев, В.Г.Мансуров, В.И.Пошевнев. Способ обработки поверхности арсенида индия // Авторское свидетельство, № 1814442 от 11.10.1992, Б.И.№ 14 от 20.05.2000, с.477.
 25. А.Kovchavtsev, E.Kogan, G.Kurisev, L.Logvinski, M.Pan, V.Polovinkin, D.Sagdeev, I.Subbotin, B.Wainer. IR Spectrometer with 512 InAs MOS Detector. OPTO 92 Paris-France Palas des Congres 14-16 Avril, 1992, p.620.
 26. V.M.Efimov, Z.V.Panova, A.V.Malygin. Physico-Chemical Properties of Plasma Deposited Silicon Nitride Films // Phys.Stat.Sol., (a), 1992, v.129, 1992, p.483.
 27. G.L.Kurisev, A.P.Kovchavtsev, V.M. Bazovkin, Yu.A.Slapunov, L.S. Kogan, A.V.Bechterevev. Fabrication and properties of two-dimentional hybrid array sensor on epitaxial n-InAs films // Pros.SPIE, Infrared detectors and focal plane arrays IV, 1994, v.2746, p.268.
 28. L.S.Braginski, E.M.Baskin, A.P.Kovchavtsev, G.L.Kuryshev, K.O.Postnikov, I.M.Sub-botin. Emission of short-wavelength phonons in tunneling through Shottky barrier // Phys. Rev. B, 1995, v.51, № 24, p.17718.
 29. D.A. Romanov, A.V.Kalameitsev, A.P.Kovchavtsev, I.M. Subbotin. Conversion tunneling in non-ideal Schottky barriers: virtual resonance manifestation and interface // Proc. of the Materials Research Sociaty, Boston, 1996 v. 445, p.375.
 30. Н.А.Корнюшкин, Н.А.Валишева, А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев. Влияние свойств границы раздела и глубоких уровней в запрещенной зоне на вольт-

- фарадные характеристики МДП-структур на арсениде индия // ФТП, 1996, т. 30, №5, с.914.
31. I.M.Zakharov, A.P.Kovchavtzev, G.L.Kuryshev, V.V.Preobragensky, B.R.Semyagin. Inelastic Resonance Tunneling of Electron through the Triple Barrier GaAs/Al_xGa_{1-x}As Heterostructure under Infrared Electromagnetic Field Excitation // Phys. Low - Dim. Struct., 1997, т. 5/6, pp.53.
 32. А.В. Каламейцев, Д.А. Романов, А.П. Ковчавцев, Г.Л. Курышев, К.О. Постников, И.М.Субботин. Природа отрицательного дифференциального сопротивления неидеального барьера Шоттки на основе арсенида индия // ФТП, 1997, т. 31, № 3, с.370.
 33. Г.Л.Курышев, А.П.Ковчавцев, Б.Г. Вайнер, А.А.Гузов, В.М.Базовкин, В.М.Ефимов, И.И.Ли, А.С.Строганов, Н.А.Валишева. Тепловизор нового поколения “ИФП-М” // Здравоохранение России. Официальный каталог 28-31 октября 1997, г. Екатеринбург с.56.
 34. Г.Л.Курышев, А.П.Ковчавцев, Б.Г. Вайнер, А.А.Гузов, В.М.Базовкин, А.С.Строганов, И.М.Субботин, И.М.Захаров, В.М.Ефимов, К.О.Постников, И.И.Ли, Н.А.Валишева, З.В.Панова. Медицинский тепловизор на основе матричного ФПУ 128x128 для диапазона длин волн 2,8-3,05 мкм // Автометрия, 1998, № 4, с.5.
 35. G.L.Kurisev, A.P.Kovchavtsev, B.G.Vainer, A.A.Guzev, V.M. Bazovkin, A.S.Stroganov, I.M.Subbotin, I.M.Zakharov, V.M.Efimov, K.O.Postnicov, I.I.Lee, N.A.Valisheva, Z.V.Panova. Medical infrared imaging System based on a 128x128 focal plane Array for 2.8-3.05 μm spectral range // Avtometriya. Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing, 1998, p.5.
 36. Г.Л.Курышев, А.П.Ковчавцев, В.М.Базовкин, А.А.Гузов, И.И.Ли, Н.А.Валишева, К.О.Постников, А.В.Яковлев, П.В.Журавлев. Тепловизионный быстродействующий портативный прибор на основе фокальной матрицы МДП-структур на арсениде индия // Автометрия, 1998, № 4, с.13.
 37. G.L.Kurisev, A.P.Kovchavtsev, V.M.Bazovkin, A.A.Guzev, I.I.Lee, N.A.Valisheva, K.O.Postnicov, A.V.Yakovlev, P.V.Zhuravlev. Compact fast IR imaging system based on an InAs MIS focalplane array // Avtometriya. Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing, 1998, p.11.

38. Н.А.Валишева, Т.А.Левцова, Л.М.Логвинский, А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев, А.З.Петренко, И.П.Петренко. Влияние фтора на границу раздела анодный оксид - арсенид индия // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 1999 т. 11, с.53.
39. Б.Г.Вайнер, И.И.Ли, Г.Л.Курышев, А.П.Ковчавцев, В.М.Базовкин, И.М.Захаров, А.А.Гузов, И.М.Субботин, В.М.Ефимов, Н.А.Валишева, А.С.Строганов Матричный тепловизор // Патент на изобретение № 2152138, 2000 г., Б.И № 18 от 27.06. 2000, с. 468.
40. N.A.Valisheva, T.A.Levtsova, L.M.Logvinsky, A.P.Kovchavtsev, G.L.Kuryshev, A.Z.Petrenko. Influence of Fluorine on the Interface Anodic Oxide - Indium Arsenide // Surface Investigation, 2000, v. 15, p.1667.
41. А.П.Ковчавцев и др.Фотоприемники зарядовой инжекции на арсениде индия в кн. Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона, Новосибирск, Наука, 2001, с. 10.
42. Г.Л. Курышев, А.П. Ковчавцев, Н.А. Валишева. Электронные свойства структур металл – диэлектрик – полупроводник на основе InAs // ФТП, 2001, т. 35, в.9, с. 1111.
43. V.M. Bazovkin, N.A.Valisheva, A.A.Guzev, V.M.Efimov, A.P.Kovchavtsev, G.L.Kurisev. 1x384 Hybrid linear infrared focal plane arrays on InAs MOS-structure for spectrometric applications // SPIE, 2003, v. 5126, p.

Список литературы

- [1] Дж. Блекмор. Статистика электронов в полупроводниках, 1964, Мир, Москва, с 65.
- [2] J.R.Chelikowsky, M.L.Cohen. Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors // Phys. Rev., 1976, B14, p.556.
- [3] О.Маделунг. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп 1967, Мир, Москва, с.57, 27, 60.
- [4] К. Хилсум, А. Роуз-Инс. Полупроволники типа $A^{III}B^V$, 1963, ИЛ, Москва, с. 323.
- [5] W.G.Spitzer, H.Y.Fan. Determination of optical constants and carrier effective mass of semiconductors. Под ред.Н.Б.Хеннея, ИЛ, Москва 1962, с.356.
- [6] Полупроводники. Под. ред. Н.Б.Хеннея, ИЛ, Москва, 1962, с. 356.
- [7] F.Matossi, F.Stern. Temperature dependence of optical absorption in p-type indium arsenide // Phys. Rev., 1958, 111, p.472.
- [8] С.С. Стрельченко, А.А.Матяш. Кинетика осаждения эпитаксиальных слоев соединений $A^{III}B^V$ из газовой фазы // Обзоры по электронной технике, 1979, М., Вып. 8 (678), Сер. 6, “Материалы”с. 56.
- [9] И.А.Фомин, Л.В.Лебедева, Г.Б.Лунькина, В.В.Лебедев. Исследование времени жизни в эпитаксиальном n-InAs // ФТП, 1980, т.14, № 7, с.1434.
- [10] G.Tschulena, R.Keil. Energy loss of hot carriers due to optical phonons in degenerate nonpolar semiconductors // Phys. Stat. Sol., 1972, v. 49, p.191.
- [11] D.L. Rode. Mobility in InSb, InAs, InP // Phys. Rev., B, 1971, v.3, № 10, p.3287.
- [12] K.Hess, H.Kahlert. Harmonic mixing and energy relaxation of warm electrons in n-GaAs at low temperatures // J.Phys. Chem. Solids, 1971, v.32, p. 2262.
- [13] G.Bauer, H.Kahlert. Low-temperature non-ohmic galvanomagnetic effects in degenerate n-type InAs // Phys. Rev. 1972, v.B5, p.566.
- [14] Н.С.Барышев. Свойства и применение узкозонных полупроводников, 2000, Унипрес, Казань, с.26, 66, 92, 94, 136, 164.
- [15] S.Zwerdling, B.Lax, L.M.Roth. Oscillatory magnetoabsorption in semiconductors // Phys. Rev., 1957, v.108, p.1402.

- [16] Полупроводниковые соединения $A^{III}B^V$. Под. Ред. Р.Вилардсона и Х.Гёринга 1967, с. 728.
- [17] А.Милнс. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках, 1977, Мир, Москва, с.84.
- [18] Ж.Панков. Оптические процессы в полупроводниках, 1973, Мир, Москва, с.124.
- [19] Г.Н.Галкин. Междузонные процессы рекомбинации в полупроводниках при высоких уровнях возбуждения // Труды ордена Ленина физического института им. П.Н.Лебедева АН СССР, 1981, т.128, Наука, Москва, с.54.
- [20] М.Р.Mikhailova et al. Temperature Dependence of carrier lifetimes in InAs // Soviet Phys. Solid., 1964, v .5, 8, p. 1685.
- [21] S.R.Borello. Lifetime in Photoconductive Indium Arsenide // J. Appl. Phys., 1966, v.37, 13, p. 4899.
- [22] Э.К.Гусейнов, М.К.Михайлова, Д.Н.Наследов, Ю.Г.Попов, М.Хамракулов. Примесная фотопроводимость в InAs // ФТП, 1969, т. 3, № 11, с.1732.
- [23] И.М.Несмелова. Оптические свойства узкощелевых полупроводников, 1992, Новосибирск, Наука, с.158.
- [24] Sadao Adachi. Optical Constants of Crystalline and Amorphous Semiconductors. Numerical Data and Graphical Information, 1999, Kluwer Academic Publishers, Boston /Dordrecht/, London, p.257.
- [25] M. Nenberge. Handbook of Electronic Materials, 1971, v. 2, III-V Semiconducting Compounds. - JFI, Plenum, New York - Washington - London, p. 93.
- [26] R.J.Schwartz, R.C.Dockerty, H.W.Thompson. Capacitance voltage measurements on n-type InAs MOS diodes // Solid - State Electronics, 1971, v.14, p.115.
- [27] C.W.Wilmsen. Chemical composition and formation of thermal and anodic oxide III-V compound semiconductor // J.Vac.Sci.Technol., 1981, v. 19, № 3 , p. 279.
- [28] Т.П.Смирнова, В.И.Белый, Н.Ф.Захарчук.О состояниях элемента V группы на поверхности $A_{III}B_V$ // Поверхность, 1984, т.2, с. 94.
- [29] Т.П.Смирнова, Н.Ф.Захарчук, А.Н.Голубенко, В.И.Белый. Фазовый состав и структура собственных оксидных слоев на полупроводниках $A^{III}B^V$ //

- Новые материалы электронной техники, Сб. научных трудов, Новосибирск, 1990, "Наука", с.62.
- [30] А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев, Ю.О.Кантер, Б.З.Ольшанецкий, Э.А.Демьянов, С.М. Крышин, С.И.Стенин. Влияние состава переходного слоя на величину низковольтного гистерезиса вольт-фарадных характеристик МДП-структур на арсениде индия // Поверхность. Физика, химия, механика, 1986, т.10, с.132.
- [31] Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Interfaces. Ed. C.W.Wilmsen. N.-Y.; L.: Plenum Press, 1985, p. 461.
- [32] В.И. Белый, В.Р.Белосудов. Свойства поверхности соединений $A^{III}B^V$ и физико-химические процессы на границе раздела $A^{III}B^V$ – металл // Современные проблемы физической химии поверхности полупроводников, Сб. научных трудов, Новосибирск, 1988, "Наука", с.43.
- [33] P. Viktorovitch. Passivation des semiconducteurs III-V // Revue Phys. Appl., 1990.v. 25, p.895.
- [34] S.Sinharoy. Fluoride/Semiconductor and Semiconductor /Fluoride/ Semiconductor Heteroepitaxial Structure Research A Review // Thin Solid Films, 1990, v.187, 231.
- [35] В.Н.Бессолов, М.В.Лебедев. Халькогенидная пассивация поверхности полупроводников $A^{III}B^V$, Обзор // ФТП, 1998, т.32, № 11, с. 1281.
- [36] W.E.Spicer, I.Lindau, P.R.Skeath, C.Y.Su, P.W.Chye. Unified Mechanism for Schottky Barrier Formation and III-V Oxide Interface States // Phys. Rev. Lett., 1980,v. 44, № 6, p.420.
- [37] W.E.Spicer, P.W.Chye, P.R.Skeath, C.Y.Su, I. Lindau. New and Unified Model for Schottky Barrier and III-V Insulator Interface States Formation // J. Vac. Sci. Technol., 1979, v.16, № 5, p.1422.
- [38] S.M Ojha., Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition of Thin Films // Physics of Thin Films, Academic Press. Inc., 1982, v.12, p. 237.
- [39] G.Landgren, R.Ludeke, J.F.Morar, Y.Jugnet. Oxidation of GaAs (110): New results and mode // Phys. Rev. B, 1984, v.30, N 8, p.4839.
- [40] C.W.Wilmsen, R.W.Kee, K.M.Geib. Initial oxidation and oxide/semiconductor interface formation on GaAs // J. Vac. Sci. Technol., 1979, v.16, № 5, p.1434.

- [41] G.Lucovsky, R.S.Bauer. π -Bonding contributions in the chemisorption of oxygen onto nonpolar compound semiconductor surfaces // Solid State Communications, 1979, v.31, p.931.
- [42] G.Lucovsky, R.S.Bauer. Local atomic order in native III-V oxides // J. Vac. Sci. Technol., 1980, v.17, № 5, p. 946.
- [43] V.I.Belyi, T.P.Smirnova, N.F.Zakharchuk. Phase composition and structure of native oxides on $A^{III}B^V$ semiconductors // Appl. Surface Science, 1989, v.39, p.161.
- [44] O.R.Monteiro, J.W.Evans. Thermal oxidation of gallium arsenide // J. Vac. Sci. Technol., 1989, v.A7, № 1, p.49.
- [45] N. Suzuki, T.Hariu, Y.Shibata. Effect of native oxide on the interface property of GaAs MIS structures // Appl. Phys.Lett, 1978, v.33, p.761.
- [46] K.P.Pande. Electrical characteristics and memory behavior of Ge_3N_4 -GaAs MIS devices // Solid State Electron, 1982, v.25, p.145.
- [47] H. Hasegava, T.Sawada. Dynamic properties of interface state bands in GaAs anodic MOS system // J. Vac. Sci. Technol., 1979, v.16, № 5, p.1478.
- [48] R.L.Streever, J.T.Breslin, E.H.Ahlstrom. Surface states at the n -GaAs-SiO₂ interface from conductance and capacitance measurements // Solid State Electron., 1980, v. 23, p.1093.
- [49] F.Koshiga, T.Sugano. The anodic oxidation of GaAs in an oxygen plasma generated by a D.C. electrical discharge // Thin Solid Films, 1979, v.56, p.37.
- [50] S.P.Murarka. Thermal oxidation of GaAs // Appl.Phys.Lett, 1975, v.26, p.180.
- [51] H.Hasegava, K.E.Forward, H.L.Hartnagel. New anodic oxide of GaAs with improved dielectric and interface properties // Appl. Phys.Lett., 1975, v.26, p.567.
- [52] R.P.H.Chang, J.J.Coleman. A new method of fabricating gallium arsenide MOS devices // Appl. Phys.Lett., 1978, v. 32, p.332.
- [53] D.E.Aspnes, J.B.Theeten, R.P.H.Chang. Nondestructive characterization of interface layers between Si or GaAs and their oxides by spectroscopic ellipsometry // J. Vac. Sci. Technol., 1979, v.16, № 5, p.1374.
- [54] R.L.Farray, R.K.Chang, S.Mroczkowski, F.H.Pollak. Detection of excess crystalline As and Sb in III-V oxide interfaces by Raman scattering // Appl. Phys.Lett, 1977, v. 31, p.768.

- [55] C.C.Chang, R.P.H.Chang, S.P.Murarka. Plasma - grown Oxide on GaAs // J. Electrochem. Soc., 1978, v.125, p. 481.
- [56] C.C.Chang, B. Schwartz, S.P.Murarka . Anodic Oxide on GaAs: Quantitative Chemical Depth Profiles Obtained Using Auger Spectroscopy and Neutron Activation Analysis // J. Electrochem. Soc., 1977. v.124, p. 922.
- [57] R.P.H.Chang, T.T.Sheng, C.C.Chang, J.J.Coleman. The effect of interface arsenic domains on the electrical properties of GaAs MOS structures // Appl. Phys.Lett, 1978, v.33, p. 341.
- [58] R.P.H.Chang, C.C.Chang, T.T.Sheng. Plasma oxidation of aluminum film on GaAs-A study by Auger spectroscopy and transmission electron microscopy // Appl. Phys.Lett, 1977, v.30, p.657.
- [59] B. Schwartz. GaAs-surface chemistry a-review CRC Critical // Reviews in Solid State Sciences, 1975, p.609.
- [60] R.P.H.Chang, J.J.Coleman, A.J.Polak, L.C.Feldman, C.C.Chang. Application of selective chemical reaction concept for controlling the properties of oxides on GaAs // Appl. Phys. Lett., 1979, v. 34, p. 237.
- [61] R.K.Ahrenkiel, R.S.Wagner, S.Pattillo, D.Dunlavy, T.Jervis, L.L.Kazmerski, P.J.Ireland. Reduction of fast surface states on p-type GaAs // Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, p. 700.
- [62] R.K.Ahrenkiel, L.L.Kazmerski, P.J.Ireland, O.Jamjoum, P.E.Russell, D.Dunlavy, R.S.Wagner, S.Pattillo, T.Jervis. Reduction of surface states on GaAs by the plasma growth of oxyfluorides // J. Vac. Sci. Technol., 1982, v.21, № 2, p.434.
- [63] R.K.Ahrenkiel, L.L.Kazmerski, O.Jamjoum, P.E.Russell, P.J.Ireland, R.S.Wagner. Properties of plasma oxyfluorides grown on on GaAs // Thin Solid Films, 1982, v.95, p. 327.
- [64] A.B.Bhattacharyya., E.Lakahmi. Passivation of gallium arsenide by reactively sputtered gallium nitride thin films // Microelectron. J., 1983, v.14, № 1, p.43.
- [65] F.Capasso, G.P.Williams. A proposed Hydrogenation / Nitridization Passivation Mechanism for GaAs and Other III-V Semiconductor Devices, Including InGaAs Long Wavelength Photodetectors // J. Electrochem Soc., 1982, v. 129, p. 821.
- [66] R.P.H.Chang, C.C.Chang, S.Darack. Hydrogen plasma etching of semiconductors and their oxide // J. Vac. Sci. Technol., 1982, v. 20, № 1, p. 45.

- [67] M.Maeda, T.Nakamura. Insulation degradation and anomalous etching phenomena in silicon nitride films prepared by plasma-enhanced deposition // Thin Solid Films, 1984, v.112, p. 279.
- [68] P.Friedel, S. Gourrier. Interactions between H₂ and N₂ plasmas and a GaAs (100) surface: Chemical and electronic properties // Appl. Phys. Lett., 1983, v. 42, p.509.
- [69] S. Gourrier, L.Smit, P.Friedel, P.K.Larson. Photoemission studies of molecular beam epitaxially grown GaAs (001) surfaces exposed to a nitrogen plasma // J.Appl. Phys., 1983, v.54, № 7, p.3993.
- [70] S.J.Pearnton, E.E.Haller, A.G.Elliot. Nitridization of gallium arsenide surfaces: Effects on diode leakage currents // Appl. Phys. Lett., 1983, v.44, № 7, p. 684.
- [71] A.C.Warren, S.D.Offsey, J.M. Woodall, P.D.Kirchner, T.I. Chappel, G.D.Pettit. Summary Abstract: Unpinned (100) GaAs surfaces in air using Photochemistry // J. Vac. Sci. Technol., 1986, v. 4, № 4, p. 1115.
- [72] Z.Liliental-Weber, CW.Wilmsen, K.M.Geib, P.D.Kirchner, J.M.Baker, J.M.Woodall, Structure and chemical composition of water-grown oxides of GaAs // J. Vac.Sci.Technol., 1986, v.4, 4, p.912.
- [73] K.Kanazawa, H.Matsunami. Plasma-Grown Oxide on InP // Japan.J.Appl.Phys., 1981, v.20, p. L211.
- [74] C.R.Zeisse. Interface and dielectric properties of the n-indium-phosphide - silicon - oxide system // J. Vac. Sci. Technol., 1979, v. 16, № 5, p.1466.
- [75] D.C.Cameron, L.D.Irving, G.R.Jones, J.Woodward. InP /metal/semiconductor devices incorporating Al₂O₃ dielectrics chemically vapour deposited at low pressure // Thin Solid Films, 1982, v.91, № 4, p. 339.
- [76] K.P.Pande, D.Gutierrez. Channel mobility enhancement in InP metal-insulator-semiconductor field-effect transistors // Appl. Phys. Lett, 1985, v. 46, p. 416.
- [77] J.F.Wager, C.W.Wilmsen. Plasma-enhanced chemical vapor deposited SiO₂ // J.Appl. Phys., 1982, v.53, p. 5789.
- [78] J.F.Wager, K.M.Geib, C.W.Wilmsen, L.L.Kazmerski. Native oxide formation and electrical instabilities at the insulator/InP interface // J. Vac. Sci. Technol., 1983, v. B1, № 3, p.778.
- [79] M.Salvi, P.N.Favennes, H.L.Haridon, G.P.Pelous. Composition of Anodic Oxides Grown on InP // Thin Solid Films, 1982, v. 87, p.13.

- [80] D.De Cogan, G.Eftekhari, B.Tuck. The Anodization of InP // Thin Solid Films, 1982, v.91, p. 277.
- [81] L.G.Meiners. Electrical properties of SiO₂ and Si₃N₄ dielectric layers on InP // J.Vac. Sci. Technol., 1981, v.19, № 36, p.373.
- [82] E.Yamaguchi, M.Minakata. Study of boron nitride gate insulators onto InP grown by low-temperature chemical vapor deposition // J. Appl. Phys., 1984, v. 55, p.3098.
- [83] Y.Hirota, M.Okamura, T. Kobayachi. The effect of annealing metal-insulator-semiconductor diodes employing a thermal nitride-InP interface // J. Appl. Phys., 1982, v.53, № 1, p.536.
- [84] B.Bouchikhi, C.Michel, G.Valmont, S.Ravelet, B.Lepley. Interface properties of MIS structures prepared by plasma oxidation of n-InP // Semicond. Sci. Technol., 1986, v. 1, p.143.
- [85] R.K.Ahrenkiel, P.Sheldon, D.Dunlavy, L.Roybal, R.E.Hayes. Surface compensation of p-InP as observed by capacitance dispersion // Appl Phys. Lett., 1983, v.43, p. 675.
- [86] M.Okamura, T.Kobayachi. Improved Interface in Inversion - Type InP-MISFET by Vapor Etching Technique // Japan. J. Appl. Phys., 1980, v. 19, p. 2151.
- [87] M.Okamura, T.T.Kobayashi. Reduction of Interface States and Fabrication of p-Channel Inversion - Type InP - MISFET // Japan. J. Appl. Phys., 1980, v. 19, p. L599.
- [88] C.N.Berglund. Surface States at Steam - Grown Silicon-Silicon Dioxide Interfaces // IEEE Trans. Electron. Dev., 1966, v. ED-13, p.701.
- [89] M.Kuhn. A Quasi - Static Technique for MOS C-V and surface state measurements // Solid State Electron., 1970, v. 13, p. 873.
- [90] G.Hollinger, E.Bergignat, J.Joseph, Y.Robach. On the nature of oxides on InP surfaces // J. Vac. Sci. Technol., 1985, v. A3, p. 2082.
- [91] G.Hollinger, J.Joseph, Y.Robach, E.Bergignat, B.Commere, P.Viktorovitch, M.Froment. On the chemistry of passivated oxide - InP interfaces // J. Vac. Sci. Technol., 1987, v. B5, p. 690.
- [92] G.Couturier, A.Chaouki, H.Ricard, A.S.Barriere. Electrical properties of SrF₂/InP (100) diodes and SrF₂ thin films // J. Vac. Sci. Technol., 1987, v. B5, p.870.

- [93] A.U.MacRae, G.W.Gobeli. Low-Energy Electron-Diffraction Study of the Cleaved (110) Surfaces of InSb, InAs, GaAs, and GaSb // J. Appl. Phys., 1964, v.35, p.1629.
- [94] W.Gudat, D.E.Eastman. Electronic surface properties of III-V semiconductors: Excitonic effects, band - bending effects, and interactions with Au and O adsorbate layers // J. Vac. Sci. Technol., 1976, v. 13, p. 831.
- [95] M. Yamaguchi, N.Yamamoto, H.Sugiura, C.Uemura. Thermal oxidation of InAs and characterization of the oxide film // Thin Solid Films, 1981, v. 92, p. 361.
- [96] J.N.Walpole, K.W.Nill. Capacitance - Voltage Characteristics of Metal Barriers on p - PbTe and p - InAs: Effect of the Inversion Layer // J. Appl. Phys., 1971, v.42, № 13, p. 5609.
- [97] C.F.Mead, W.G.Spitzer. Fermi Level Position at Semiconductor Surfaces // Phys. Rev. Lett., 1963, v. 10, p. 471.
- [98] I.L.Freeouf, I.M.Woodall. Schottky barriers: An effective Work function model // Appl. Phys. Lett., 1981, v.39, № 9, p. 727.
- [99] H.-U.Baier, L.Koenders, W.Mönch. Oxidation of InAs (110) and correlated changes of electronic surface properties // J. Vac. Sci. Technol., 1986, v. B4, № 4, p. 95.
- [100] H.-U.Baier, L.Koenders, W.Mönch. Oxidation of cleaved InAs (110) surfaces at room temperature: surface bend bending and ionization energy // Solid State Commun., 1986, v.58, № 5, p. 327.
- [101] W.Mönchm. On the oxidation of III-V compound semiconductors // Surf. Sci., 1986, v. 168, p. 577.
- [102] О.В.Жариков, Ю.К.Крутенюк. О проводимости поверхностного инверсионного слоя InAs // Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, вып.2, с. 45.
- [103] Т.Андо, А.Фаулер, Ф.Стерн. Электронные свойства двумерных систем, Москва, “Мир”, 1985, с. 314.
- [104] E.Yamaguchi, M.Minokata. Magnetoconductance study of inversion layers on InAs metal-insulator-semiconductor field-effect transistors // Appl. Phys. Lett., 1983, v., № 10, p. 965.
- [105] E.Yamaguchi. Theory of defect scattering in two-dimensional multisubband electronic systems on III-V compound semiconductors // J. Appl. Phys, 1984, v. 56, № 6 p. 1722.

- [106] D.H. Laughlin, C.W.Wilmsen, Thermal oxidation of InAs // Thin Sol. Films, 1980, v. 70, p. 325.
- [107] A.T. Fromhold, Jr, Theory of Metal Oxidation, 1, North-Holland, Amsteram, 1975, p. 230.
- [108] C.W.Wilmsen. Oxide layers on III-V compound semiconductors // Thin Solid Films, 1976, v. 39, № 11, p. 105.
- [109] G.P.Schwartz, W.A.Sunder, J.E.Griffiths, G.J.Gualtieri. Condensed phase diagram for the In-As-O system // Thin Solid Films, 1982, v. 94, p. 205.
- [110] G.P.Schwartz, J.E.Griffiths, G.J.Gualtieri. Thermal oxidation and native oxide-substrate reactions on InAs and $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ // Thin Solid Films, 1982, v. 94, p. 213.
- [111] V.A.Belyi, T.P.Smirnova., N.F.Zakharchuk. On the problem of elemental B^{V} material in the interface of native oxide/ $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ structures // Thin Solid Films, 1984, v.113, p.157.
- [112] В.П.Кузнецов, С.С.Олевский, И.Н.Сорокин. Изучение анодных оксидных пленок на InAs методом Оже-спектроскопии // Электронная техника, сер.3, микроэлектроника, 1980, т. 3 (87), с. 77.
- [113] А.К.Афанасьев, А.С.Волков, В.П.Пелипас. Исследование анодных окислов на поверхности полупроводников $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ методом инфракрасной спектроскопии // Электронная промышленность, 1980, вып.11 (95), вып.12 (96), с. 32.
- [114] И.Н.Сорокин, В.И.Козлов. Влияние ионов фтора на рост и свойства анодных оксидных слоев арсенида индия // Изв.АН СССР, Неорган. материалы, 1979, т. 15, №3, с. 53.
- [115] А.А.Широков, Е.А.Маркова, И.С.Захаров. Электрофизические свойства МДП-структур на основе арсенида индия // Неорган.материалы, 1982, т. 18, № 9, с. 1459.
- [116] Н.А.Авдеев, Ю.Е.Гардин, В.А.Гуртов, С.Н.Кузнецов. Фотопроводимость собственного анодного окисла на поверхности арсенида индия // Микроэлектроника, 1985, т. 14, вып. 5, с. 458.
- [117] D.A.Baglee, D.K.Ferry, C.W.Wilmsen. Inversion layer transport and properties of oxides on InAs // J. Vac. Sci. Technol., 1980, v. 17, p. 1032.

- [118] А.А.Широков, Ю.Н.Усов, И.С.Захаров. Перезарядка ловушек в анодном оксиде InAs // Неорган. Материалы, 1984, т. 20, № 7, с. 1081.
- [119] Е.А.Лоскутова, В.Н.Давыдов, Т.Д.Лезина. Особенности электрофизических и фотоэлектрических характеристик МОП-структур из InAs // Микроэлектроника, 1985, т. 14, вып. 2, с. 134.
- [120] Е.А.Лоскутова, А.А.Гринсон, В.Н.Давыдов, А.А.Гуткин. Определение спектра поверхностных состояний на границе раздела InAs – анодный окисел методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней // Поверхность.Физика, химия, механика, 1985, т. 10, с. 36.
- [121] А.В.Войцеховский, В.Н. Давыдов. Фотоэлектрические МДП – структуры из узкозонных полупроводников. Томск “Радио и связь”, 1990, с. 66.
- [122] C.W.Wilmsen, L.G. Meiners, D.A.Collins. Single- and double- layer insulator metal-oxide-semiconductor capacitors on indium arsenide // Thin Solid Films, 1977, v. 46, p. 331.
- [123] И.Н.Сорокин, Л.Е.Гатько. Влияние ионов фтора на рост и свойства анодных оксидных слоев арсенида индия // Неорганические материалы, 1985, т. 21, № 4, с. 537.
- [124] В.Н. Давыдов, Е.А. Лоскутова, И.И. Фефелова. Влияние фтора на свойства систем оксид – полупроводниковое соединение $A^{III}B$ // Микроэлектроника, 1986, т. 15, вып. 5, с. 455.
- [125] E.Yamaguchi. Isothermal Capacitance Transient Spectroscopy in MIS Structures // Jap. Journal of Applied Physics, 1982,v. 21, № 11, p. 1628.
- [126] E.Yamaguchi, T.Kobayashi. New method for determining distribution of interface states in an MIS system // Electronics Letters, 1982, 18, № 7, p.290.
- [127] H.H.Wieder. Narrow bandgap semiconductor devices // Optical Properties, of Narrow -Gap Low - Dimensional structures, 1987, v.151, p. 231.
- [128] B.T.Moore, D.K.Ferry. Scattering of inversion layer electrons by oxide polar mode generated interface phonons // J. Vac. Sci. Tech. 1980, v.17, № 5, p. 1037.
- [129] Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, ed. by K.-H.Hellwege, O.Madelung, Landolt-Börnstein, New Series, Group III, Springer, Berlin, 1982. v. 17, Pt. a , p.242.

- [130] И.А.Фомин, Г.Б.Лунькина, Н.М.Анненко, С.С.Стрельченко. Исследование эпитаксиальных слоев n-InAs и p-n переходов на их основе // ЭТ, серия материалы, 1980, вып. 1, с. 39.
- [131] A.G.Milnes, A.Y.Polyakov. Indium Arsenide: a semiconductor for high speed and electro - optical devices // Mater. Sci. Eng., 1993, v. B 18, p. 237 .
- [132] Х.Кейси, М.Паниш. Лазеры на гетероструктурах, М.: Мир, 1981, Т. 1,2.
- [133] Ж.И.Алферов. История и будущее полупроводниковых гетероструктур // ФТП, 1998, т. 32, № 1. с 3.
- [134] Ю.С.Тиходеев, О.Т.Марков. Двумерный электронный газ в гетероструктурах: Свойства, применение в микроэлектронике // Обзоры по электронной технике. Серия 2. Полупроводниковые приборы, ЦНИИ “Электроника”, 1985, с. 29.
- [135] K.Plug, G.H.Döhler. Compositional and doping superlattices, in III-V semiconductors // Advances in Physics, 1983, v. 32, № 3, p. 298.
- [136] Ф.Капассо. Техника оптической связи. Фотоприемники. Под.ред. У.Тсанга, Москва, “Мир”, 1988, с. 145.
- [137] S.B.Amor, L.Dmowski, J.C.Portal. Two-dimensional electron gas at a $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ interfase // Appl.Phys.Lett., 1988, v. 53, № 6, p. 479.
- [138] А.Я.Шик, Л.Г.Бакуева, С.Ф.Мусихин, С.А.Рыков. Физика низкоразмерных систем, Санкт - Петербург, “Наука”, 2001, с. 120.
- [139] Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры, Ред. Л. Ченг, К.Плог, М.: Мир, 1989.
- [140] M.J.Kelly. Low - dimensional semiconductors, Oxford: University Press, 1995.
- [141] M.Fukuda, K.Takahei. Optically enhanced oxidation of III-V compound semiconductors // J. Appl. Phys., 1985, v. 57 (1), p. 129.
- [142] Ю.Г.Шретер, Ю.Т.Ребане, В.А.Зыков, В.Г.Сидоров. Широкозонные полупроводники, Санкт - Петербург, “Наука”, 2001, с. 122.
- [143] E.H.Nicollian, J.R.Brews. MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology, “JOHN WILEY & SONS”, New York – Chichester – Brisbane – Toronto – Singapore, 1982, p. 156.
- [144] В.Н Овсяк. Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда. Новосибирск, 1984, с.253.

- [145] В.Г.Литовченко, А.П.Горбань. Основы физики микроэлектронных систем металл-диэлектрик-полупроводник, Киев, "Наукова Думка", 1978, с. 122, 149.
- [146] А.В.Ржанов. Электронные процессы на поверхности полупроводников. М., "Наука", 1971.
- [147] Instabilities in silicon devices. Silicon Passivation and Related Instabilities, ed. G.Barbottin, A.Vapaille, Else Science Publishers, 1989, p.22.
- [148] C.Goldberg. Space Charge Region in Semiconductors // Solid-State Electronics, 1964, v. 7, p. 593.
- [149] R.Seiwatz, M.Green. Space Charge Calculations for Semiconductors // J. Appl. Phys. 1958, v. 29, № 7, p. 1034.
- [150] A.Many, Y.Goldstein, N.B.Grover. Semiconductor surfaces, North-Holland Publishing Company-Amsterdam, 1965, p.145.
- [151] E.L.Heasell. A self-consistent calculation of effective intrinsic concentration in heavily-doped silicon // Int. J. Electronics, 1975, v. 38, № 1, p. 127.
- [152] V.M.Bazovkin, G.L.Kurishhev, V.G.Polovinkin. On the Theory of the MIS High-Frequency Capacitance // Phys.Stat.Sol., (a), 1982, v. 74, p. 297.
- [153] М.В.Капитонов, О.В.Романов, А.М.Яфисов. Вырождение и непараболичность зон в измерениях поверхностных эффектов на полупроводниках // ФТП, 1983, т. 17, в. 5, с. 818.
- [154] Chin-Tang Sah, R.N.Noyce, W.Shockly. Carrier Generation and Recombination in p-n Junctions and p-n Junction Characteristics // Proceedinds of the IRE, 1957, p. 1228.
- [155] P.N.Keating. Thermally Stimulated Emission and Conductivity Peaks in the Case of Temperature Dependent Trapping Cross Sections // Proc. Phys. Soc., 1961, v.78, № 6, p.1408.
- [156] E.H.Weber. Zusammenhand zwischen Raumladung, Oberflächenleitfähigkeit und Bandverbiegung für Photoleiter bei homogener optischer Anregung // Phys. Stat. Sol. (a), 1966,v. 17, p. 843.
- [157] E.H.Weber. Space-Charge Capacity of Extrinsic Semiconductors with an Energetically Uniform Destribution of Volume Traps // Phys. Stat. Sol. (a), 1970, v.2, p.693.

- [158] W.G.Oldham, S.S.Naik. Admittance of p-n Junctions containing Traps // Solid-State Electronics, 1972, v. 15, p. 1085.
- [159] J.G.Simmons, L.S.Wei. Theory of dynamic charge and capacitance characteristics in MIS systems containing discrete surface traps // Solid-State Electronics, 1972, v. 16, p.43.
- [160] C.T.Sah, H.S.Fu. Current and Capacitance Transient Responses of MOS Capacitor. I. General Theory And Applications to Initially Depleted Surface without Surface States // Phys. Stat. Sol. (a), 1972, v.11, p. 297.
- [161] J.G.Simmons, M.C.Tam. Theory of Isothermal Currents and the Direct Determination of Trap Parameters in Semiconductors and Insulators Containing Arbitrary Trap Distributions // Phys. Rev. B. 1973, v. 7, № 8, p. 3706.
- [162] J.G.Simmons, H.A.Mar. Thermal Bulk Emission and Generation Statistics and Associated Phenomena in Metal-Insulator-Semiconductor Devices under Non-Steady-State Conditions // Phys. Rev. B., 1973, v. 8, № 8, p. 3865.
- [163] M.Beguwalla, C.R.Crowell. Characterisation of multiple Deep Level Systems in Semiconductor Junctions by Admittance Measurements // Solid-State Electronics, 1974, v. 17, p. 203.
- [164] D.L.Losee. Admittance spectroscopy of impurity levels in Schottky barriers // J. Appl. Phys., 1975, v. 46, № 5, p. 2204.
- [165] R.Meaudre, M. Meaudre. Capacitive Effects in Insulators or Semiconductors. Influence of the Dencity of States in the Gap // Phys. Stat. Sol. (a), 1976, v. 37, p. 633.
- [166] F.W.Schmidlin.Theory of multiple trapping // Solid St. Com., 1977, v. 22, p. 451.
- [167] C.T.Sah, F.A.Lindholm. Carrier Generation, Recombination, Trapping, and Transport in Semiconductors with Position-Dependent Composition // IEEE Trans. Electron. Dev., 1977, v. ED-24, № 4, p. 841.
- [168] T.W.Collins, J.N.Churchill, F.E.Holmstrom, A.Moschwitz. Modeling of the Transient Response of MIS Capacitor // Advances in Electronics and Electron Physics, 1978, v. 47, p. 267.
- [169] А.В.Саченко, И.В.Крупнова. Расчет рекомбинации в приповерхностной области пространственного заряда квазимонополярных полупроводников // Украинский физический журнал, 1980, т. 25, № 5, с. 857.

- [170] J.A.Moriarty. Small-signal ac response of dielectric materials containing static space-charge fields: Application to ionic conductors and MIS structures // J. Appl. Phys., 1981, v. 52, (5), p. 3413.
- [171] Guo-gang Qin, C.T.Sah. Theory of Concentration Profiling Technique for Semiconductors with many Deep Levels // Solid-State Electronics, 1982, v. 25, № 10, p. 1045.
- [172] Ю.Г.Гуревич, В.Б.Юрченко. Граничные условия в теории неравновесных контактных явлений // Украинский физический журнал, 1982, т. 27, № 2, с. 229.
- [173] M.Conti, M.V.Fischetti, R.Gastald. Physical characterization of Deep Bulk Levels by the MOS Conductance. // Solid-State Electronics, 1982, v. 25, № 1, p. 5.
Д.А.Аронов, В.Заитова. Влияние центров прилипания на премена жизни носителей тока в полупроводниках с сильно различающимися сечениями захвата электронов и дырок глубокими уровнями // Известия АН УзССР, сер. физ. мат. наук, 1984, № 4, с. 47.
- [174] В.В.Евстропов, К.В.Киселев, И.Л.Петрович, Б.В.Царенков. Скорость рекомбинации через многоуровневый (многозарядный) центр // ФТП, 1984, т. 18, в. 5, с. 902.
- [175] A.K.Agarwal, M.H.White. On the nonequilibrium statistics and small signal admittance of Si-SiO₂ interface traps in the deep-depleted gated-diode structure // J. Appl. Phys., 1984, v. 55, (10), p. 3682.
- [176] D.Stiévenard, M.Lannoo, J.C.Bourgoin. Transient Capacitance Spectroscopy in heavily Compensated Semiconductors // Solid-State Electronics, 1985, v. 28, № 5, p. 485.
- [177] Т.Е. Ковалевская. Кинетика неравновесного импульсного обеднения полупроводника с глубокими уровнями // Препринт 29. ИФП СО АН СССР, Новосибирск, 1988.
- [178] А.В.Ржанов. Характер энергетического спектра поверхностных состояний и кинетика импульсного эффекта поля. I // ФТП, 1972, т. 6, в. 8, с. 1495.
- [179] M.Schulz. Interface States at the SiO₂ – Si Interface // Surface Science, 1983, v.132, p. 422.

- [180] F.Herman. Electronic structure calculations of interfaces and overlayers in the 1980' s. Critical Review // J. Vac. Sci. Technol., 1979, v. 16, (5), p. 1101.
- [181] H.Flietner. Spectrum and nature of surface states // Surface Science, 1974, v.46, № 1, p. 251.
- [182] H.Flietner. U.Shaped, Distributions at Semiconductor Interfaces and the Nature of the Related Defect Centres // Phys. Stat. Sol. (a), 1985, v. 91, № 1, p. 153.
- [183] B.Balland, M.Okeke, A.Maillet, P.Pinard. Gold-Related Interface States in MOS System // Thin Solid Films, 1982, v. 88, p. 129.
- [184] E.Rosencher, R.Coppard. Transient capacitance spectroscopy of Na^+ - induced surface states at the Si/SiO₂ interface // J. Appl. Phys., 1984, v. 55, (4), p. 971.
- [185] В.А.Гергель, Р.А.Сурис. Теория поверхностных состояний и проводимости в структурах металл – диэлектрик – полупроводник // ЖЭТФ, 1983, т.84, № 2, с.71.
- [186] В.А.Гергель, А.П.Нагин, И.О.Никитин. Механизм образования поверхностных состояний в МНОП-структурах при деградации // Микроэлектроника, 1983, т. 12, в. 6. с. 211.
- [187] O.Lang, C.Pettenkofer. Thin film growth and band lineup of In₂O₃ on the layered semiconductor InSb // J. Appl. Phys., 1999, v. 86, № 10, p. 5687.
- [188] Р.А. Кингстон, С.Ф. Нейштадтер. Анализ процессов в обедненной области полупроводников // В кн.: Проблемы физики полупроводников.- М.: ИЛ, 1957, с.48.
- [189] W.Shockley, W.T.Read. Statistics of the recombination of holes and electrons // Phys.Rev., 1952, v. 87, p. 835.
- [190] R.N.Hall. Electron - hole Recombination in Germanium // Phys.Rev., 1952, v. 87, p.387.
- [191] H.K.Gummel. A self - consistent interactive sheme for one-dimensional steady-state transistor calculation // IEEE Trans. Electron Devices, 1964, v. 11, p. 455.
- [192] R.Pierret. A Linear-Sweep MOS - C Technique for Determining Minority Carrier Lifetimes // IEEE Trans. Electron Devices, 1972, v. ED-19, № 7, p. 869.
- [193] J.G.Simmons, L.S.Wei. Theory of dinamic charge and capacitance characteristics in MIS systems containing discrete surface traps // Solid - State Electronics, 1973, v. 16, p.43.

- [194] J.G.Simmons, L.S.Wei. Theory of dynamic charge current and capacitance characteristics in MIS systems containing distributed surface trap // Solid-State Electronics, 1973, v. 16, p. 53.
- [195] Г.Д.Каплан. Измерение спектра поверхностных состояний импульсным C-V методом // Микроэлектроника, 1979, т.8, вып. 5, с. 422.
- [196] N.S.Saks, A.Nordbryhn. Time dependence of depletion region formation in phosphorus-doped silicon MOS devices at cryogenic temperatures // J.Appl.Phys., 1979, v.50, № 11, p. 6962.
- [197] А.В.Ермолаев, О.В.Миронова, Ю.З.Ляховский, Г.Б.Семушкин. Генерация и рекомбинация неосновных носителей в МДП-системах при пониженных температурах // Электронная техника, сер.3. Микроэлектроника, вып. 2 (86), 1980, с. 22.
- [198] Д.И.Кропман, Ю.З.Ляховский, О.В.Миронова, Г.Б.Семушкин. Обнаружение и исследование работы центров аномальной генерации неосновных носителей в МОП-приборах по низкотемпературным вольт-фарадным характеристикам // Электронная техника, сер.3, Микроэлектроника, 1980, вып. 2 (86), с.27.
- [199] G.Kaplan. Charge Hysteresis Measurements of MOS Structures // IEEE Transactions on Electron Devices, 1981, v.ED - 28, № 9, p. 1103.
- [200] L.Faraone, J.G.Simmons, A.K.Agarwal, P.D.Tonner. Interpretation of non-equilibrium measurements on MOS devices using the linear voltage ramp technique // Solid-State Electronics, 1981, v. 24, № 8, p. 709.
- [201] P.G.C.Allman. Theory of non-equilibrium phenomena in an MIS device under linear voltage ramp bias // Solid-State Electronics, 1982, v. 25, № 3, p. 241.
- [202] K.Helig. Method for reduction of hysteresis effects in MIS measurements // Solid-State Electronics, 1984, v. 27, p. 395.
- [203] В.П.Романов, В.Д.Усиков. Экспрессный контроль качества МДП-структур методом неравновесных вольт-фарадных характеристик // Электронная промышленность, 1985, вып. 6 (144), с. 54.
- [204] P.V.Grar, D.U.Brawn. Si-SiO₂ Interface Surface State Density // Appl. Phys. Lett., 1966, v.8, p.2.

- [205] A. Goetzberger, I.E.Irvin. Low-Temperature Histeresis Effects in MOS-Capacitors caused by Surface-State Trapping // IEEE Trans.Electron. Dev. 1968, v. ED-15, p.1009.
- [206] A.P.Gorban, V.G.Litovchenko, D.N.Moska. Tunneling Recharging of Oxide Centers in Silicon MOS Structures // Phys. Stat. Sol (a), 1975, v. 32, p. 109.
- [207] Н.А.Семушкина, Г.Б.Семушкин. Энергетический спектр поверхностных состояний системы Si-SiO₂ // ФТТ, 1973, т. 15, с. 3.
- [208] А.Н.Ермолаев и др. Генерация и рекомбинация неосновных носителей в МОП-системах при пониженных температурах // Вопросы радиоэлектроники, сер.ТПО, 1980, вып. 3, с. 139.
- [209] J.S.Kang, D.K.Schroder. The Pulsed MIS Capacitor. A Critical Review // Phys. Stat. Sol. (a), 1985, v. 89, p. 13.
- [210] С.И.Кирилова, В.Е.Примаченко, О.В.Снитко. Ускорение релаксации неравновесного обеднения на реальной поверхности кремния в сильных электрических полях // ФТП, 1981, т. 15, вып. 5, с. 874.
- [211] В.М.Базовкин, В.Г.Половинкин, Н.И.Халиуллин. Быстродействующее устройство для исследования релаксации емкости, поверхностного потенциала и генерационного тока структур металл-диэлектрик-полупроводник // ПТЭ, 1989, № 2, с. 185.
- [212] P.U.Calzolari, S.Graffi, C.Morandi.Minority carrier recombination in MOS capacitors switched from inversion to accumulation // Solid-State Electronics, 1977, v. 20, p. 205.
- [213] J.Oualid, A.Bouhdada. Characterization of Leakage Currents in Long - Lifetime Capacitors // IEEE Trans.Electron Dev., 1986, v. ED 33, № 9, p. 1366.
- [214] H.Kliem, G.Arlt. A Transient Poole-Frenkel effect at the semiconductor surface of MAOS devices // Solid-State Electronics, 1983, v. 26, № 12, p. 1183.
- [215] А.К.Афанасьев, А.Н.Благодаров и др. Особенности генерационных процессов в структурах анодный окисел – InSb // Микроэлектроника, 1981, сер.3, вып. 6 (96), с. 18.

- [216] L.M.Terman. An investigation of surface states at a silicon-silicon oxide interface employing metal-oxide-silicon diodes // Solid State Electronics, 1962, v. 5, p. 285.
- [217] P.V.Gray, D.M.Brown. Density of Si-SiO₂ interface states // Appl. Phys. Lett., 1966, v. 8, № 2, p. 31.
- [218] D.M.Brown, P.V.Gray. Si-SiO₂ Fast Interface State Measurements // J.Electrochem. Soc., 1968, v. 115, p. 760.
- [219] E.H.Nicollian, A.Goetzberger. The Si-SiO₂ Interface - Electrical Properties as Determined by the Metal-Insulator-Silicon Conductance Technique // Bell. Syst. Tech. Journ., 1967, v. 46, № 6, p. 1055.
- [220] В.Г.Георгиу. Вольт - фарадные измерения параметров полупроводников, Кишинев, “Штиинца” 1987, с. 27.
- [221] K.Lehovec. Frequency dependence of the impedance of distributed surface states in MOS Structures // Appl.Phys.Lett., 1966, v. 8, № 2, p. 48.
- [222] H.Deunling, E.Klausman, A.Goetzberg. Interface States in Si-SiO₂ Interfaces // Solid - State Electronics, 1972, v. 15, p. 559.
- [223] J.R.Brews. Surface Potential Fluctuations Generated by Interface Charge Inhomogeneities in MOS Devices // J.Appl.Phys., 1972, v. 43, p. 2306.
- [224] J.R.Brews. Admittance of an VOS device with interface charge inhomogeneities // J.Appl.Phys., (1972), v. 43, p. 3451.
- [225] В.А.Гергель, Р.А.Сулис. Исследование флуктуации поверхностного потенциала в структурах металл-диэлектрик-полупроводник // ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 191.
- [226] A.A.Frantsuzov, A.P.Kovchavtsev. The Determination of Surface Potential Fluctuation Values and Spatial Distribution of Traps in Insulators from the Temperature Dependence of the (G_p/ω)- ω Curves of MOS Structures // Phys. Stat. Sol., 1983, v. 79, p. 503.
- [227] F.P.Heiman. The Effect of Oxide Traps on the MOS Capacitance // IEEE Trans. El. Dev., 1965, v. ED-12, p. 167.
- [228] H.Preier. Contributions of surface states to MOS impedance // Appl. Phys. Lett., 1967, v.10, p. 361.

- [229] А.П.Ковчавцев. Анализ спектра поверхностных состояний на границе раздела Si-SiO₂ в МОП структурах со сверхтонким окислом методом проводимости // Препринт 12-78, Новосибирск, 1978.
- [230] R.S.Nakhmanson, S.B.Sevastianov. On the Frequency Dependence of the Surface State Admittance // Phys. Stat. Sol. (a), 1980, v. 57, p. 117.
- [231] A.Ushirokawa, M.Warashina, A.Nagami. 2-Dimensional Parameter Conductance Method for Estimation of Interface States in MIS Structure // Jap. Journ. Appl. Phys., 1973, v. 12, p. 388.
- [232] В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г.Калашников. Физика полупроводников, М., 1990, с.129.
- [233] А.П.Ковчавцев, С.М.Крыцин, В.Г.Половинкин, Н.И.Халиуллин. Автоматизированная установка для измерения высокочастотных вольт-фарадных характеристик структур металл-диэлектрик-полупроводник // Приборы и техника эксперимента, 1985, т. 6, с. 174.
- [234] Н.А.Корнюшкин, Н.А.Валишева, А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев. Влияние свойств границы раздела и глубоких уровней в запрещенной зоне на вольт-фарадные характеристики МДП-структур на арсениде индия // ФТП, 1996, т. 30, № 5, с. 914.
- [235] Т.Е.Ковалевская, А.П.Ковчавцев, С.М.Крыцин, Г.Л.Курышев, Ю.В.Настаушев. Термическая генерация в области пространственного заряда МДП-структур на основе InAs при неравновесном обеднении // Сб. рефератов НИОКР, 1986, Сер. РТ., с.28.
- [236] Ф.Я.Шик. Об определении параметров глубоких центров методом спектроскопии // ФТП, 1984, т. 18, вып. 10, с. 1759.
- [237] Р.А.Сурис, В.Н.Федоров. Определение параметров глубокого уровня в приповерхностной области полупроводника МДП-структуры методом проводимости // ФТП, 1979, т. 13, вып. 6, с. 1073.
- [238] A.Baccarani, A.Baffoni. Majority - and minority-carrier lifetime in MOS structures // Sol. St. Electron., 1975, v. 18, p. 1115.
- [239] Я.А.Ильенков, Т.Е.Ковалевская, А.П.Ковчавцев. Оценка параметров глубоких уровней в МДП-структурах на основе InAs // Поверхность.Физика, химия, механика, 1992, т. 1, с. 62.

- [240] В.Н.Овсюк, А.В.Ржанов. Электрофизические свойства тонких пленок полупроводников, Новосибирск, Изд-во Новосибирского Университета, 1980.
- [241] Т.Е.Ковалевская, В.Н.Овсюк. Квазистационарная поверхностная емкость полупроводника с глубокими уровнями // Поверхность, 1990, т. 8, с. 78.
- [242] Приборы с зарядовой связью. Под ред. Барба Д.Ф., М, "Мир", 1982, с. 59, с. 61.
- [243] В.А. Зуев, В.Г. Попов. Фотоэлектрические МДП-приборы, М., 1983, с. 160.
- [244] Свойства структур металл-диэлектрик-полупроводник, Под ред. А.В.Ржанова. М., 1976, с. 279, 69, 95.
- [245] C.R.Viswanathan, T.Takino. Minority Carrier Generation Time and Surface Generation Velocity Determination from Q-t Measurements // IEEE Trans. Electron. Dev. 1978, v. ED-25, № 7, p. 817.
- [246] В.А.Гуртов, О.Н. Ивашенков, Г.Л.Курышев, В.Г. Половинкин. Релаксация неравновесного потенциала МДП-структур в режиме постоянного заряда // ФТП, 1986, т. 20, вып. 6, с. 1042.
- [247] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. М., "Мир", 1984, т. 1, с. 384.
- [248] D.H.Seib. Carrier Diffusion Degradation of Modulation Transfer Function in Charge Coupled Imagers // IEEE Trans. Electron. Dev , 1974, v. ED-21, № 3, p. 210.
- [249] A.J. Steckl, R.D.Nelson, B.T.French, R.A.Gudmundsen, D.Schechter // Proc.of IEEE, 1975, v. 63, p.67. Перевод. Применение приборов с зарядовой связью для регистрации ИК-сигналов и формирования изображения // ТИИЭР, Тематический выпуск. ИК-техника для дистанционного зондирования, 1975, т. 63, № 1, с. 79.
- [250] K.S.Rabbani, D.R.Lamb. A Quick Method for the Determination of Bulk generation lifetime in semiconductors from pulsed MOS capacitance measurements // Solid State Electronics, 1981, v. 24, p. 661.
- [251] Основы оптоэлектроники: Пер. с яп. - М., Мир, 1988, с. 9.
- [252] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. М., "Мир", 1984, т. 2, с. 352.

- [253] Н.И.Брызгалова, Ю.В.Настаушев, И.Г.Неизвестный, В.Н.Овсюк. Термическая генерация поверхностного заряда в германиевых МДП-структурах // Поверхность. Физика, химия, механика, 1984, т. 7, с. 75.
- [254] J.R.Morante, J.Samitier, A.Cornet et al. Majority carrier capture cross section determination in the large deep-trap-concentration cases // J. Appl. Phys., 1986, v. 5, p.59.
- [255] W.A.Harrison. Tunneling from an Independent – Particle Point of View // Phys.Rev. 1961, v. 123, № 1, p. 85.
- [256] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Теоретическая физика, М., 1963, т. 3, с. 211.
- [257] W.W.Anderson. Tunnel current limitations of narrow bandgap infrared charge coupled devices // Infrared Phys, 1977, v.17, p. 147.
- [258] H.C.Gard. Tunneling in ultrathin SiO₂ layers on silicon: comments on dispersion relations for electrons and holes // Sol. Stat. Comm., 1978, v. 31 .p. 877.
- [259] P.U.Calzolary, S.Graffi, C. Morandi. Field-Enhanced Carrier Generation in MOS Capacitors // Solid-State Electronics, 1974, v. 17, p. 1001.
- [260] С.И.Кирилова, В.Е.Примаченко, О.В.Снитко. Ускорение релаксации неравновесного обеднения на реальной поверхности кремния в сильных электрических полях // ФТП, 1981, т. 15, вып. 5, с. 874.
- [261] С.И.Кирилова, В.Е.Примаченко, О.В.Снитко, О.С.Фролов. Релаксация неравновесного обеднения на Si - МДП при сильных электрических полях // Микроэлектроника, 1984, т. 13, вып. 3, с. 236.
- [262] F.P.Heiman. On the determination of minority carrier lifetime from the transient response of an MOS capacitor // IEEE Trans. El. Dev., 1967, v. ED-14, № 11, p. 781.
- [263] D.J.Fitzgerald, A.S.Grove. Surface recombination in semiconductors // Surf. Sci., 1968, v. 9, № 2, p. 347.
- [264] D.K.Schroder, H.C.Nathanson. On the separation of bulk and surface components of lifetime using the pulsed MOS capacitor // Sol.State Electron., 1970, v.13, № 5, p.577.
- [265] D.K.Schroder, J.Gulberg. Interpretation of surface and bulk effects using the pulsed MOS capacitance // Sol.State Electr., 1971, v. 14, № 12, p. 1285.

- [266] A.K.Zakharov, I.G.Neizvestny. Thermal Generation and Recombination of Carries at Non-Equilibrium Variation of Inversion Layer // Phys. Stat. Sol. (a), 1975, v. 30, № 1, p. 419.
- [267] А.К.Захаров, И.Г.Неизвестный. Вклад различных областей полупроводника структуры МДП в формирование заряда инверсионного слоя // Микроэлектроника, 1975, т. 4, вып. 2, с. 178.
- [268] Y.Kano, A.Shibata. On the determination of minority carrier lifetime and surface recombination from the transient response of MOS capasitor // Jap. Appl. Phys., 1972, v. 11, № 11, p. 1161.
- [269] В.А.Гергель, Т.И.Старикова, Ю.И.Тишин. Релаксационные процессы в МДП - структурах при больших напряжениях // Микроэлектроника, М., Наука, 1979, т. 8, вып. 4, с. 351.
- [270] Н.А.Абрамова, Г.Б.Семушкин, К.Л.Темников. Исследование теоретических зависимостей $dC/dV(V)$ МДП-структур с неоднородно встроенным зарядом // Микроэлектроника, 1981, т. 10, вып. 3, с. 246.
- [271] В.И.Митин, А.М.Свердлова, М.В.Юдович. Релаксационные процессы при неравновесном обеднении поверхности кремния в структурах $Al-Dy_2O_3-Si$ // Микроэлектроника. Серия 3. Электронная техника, 1983, вып.1 (103), с. 3.
- [272] P.Tüttö. Der Einfluss der inhomogenen Verteilung der Recombinationszenfren auf das Inversionsverhalten von MOS - Kondensatoren // Phys. Stat. Sol. (a), 1974, v. 21, № 2, p. 993.
- [273] Л.А.Вьюков, В.А.Гергель, А.Н.Соляков. Локальная генерация в ОПЗ МДП-структур как причина уменьшения времени релаксации с напряжением // Микроэлектроника, М., Наука, 1980, т.8, вып. 2, с. 106.
- [274] Ю.В.Настаушев, В.Н.Овсяук. Генерация носителей заряда в полупроводнике через “приповерхностные” состояния // Поверхность. Физика, химия, механика, 1982, т. 12, с. 34.
- [275] В.Н.Давыдов, Е.А.Лоскутова. Особенности формирования рекомбинационных свойств МОП-структур на основе InSb // Известия вузов. Физика. 1983, XXVI, № 1, с. 86.

- [276] Г.Л.Курьшев, Н.И.Халиуллин, К.О.Постников. Генерационные процессы в МДП-структурах на InSb в режиме неравновесного обеднения // ФТП, 1981, т.15, в.4, с.654.
- [277] В.М.Базовкин, Т.Е.Ковалевская. Локальные области генерации в МДП-структурах In_2O_3 - SiO_2 - InAs // Поверхность. Физика, химия, механика, 1989, т. 9, с. 42.
- [278] J.S.T.Huang. Bulk Lifetime Determination Using an MOS Capacitor // Proc.IEEE, 1970, v. 58, p. 1849.
- [279] Я.И.Френкель. К теории электрического пробоя в диэлектриках и электронных полупроводниках // ЖЭТФ, 1938, т. 8, вып. 12, с. 1292.
- [280] E.H.Snow. Fowler-Nordheim tunneling in SiO_2 films // Sol. St. Commun., 1967, т. 5, № 10, p. 813.
- [281] С.Ф.Тимашев. О термической ионизации “глубоких” центров в области пространственного заряда в полупроводниках // ФТТ, 1972, т. 14, № 1, с. 171.
- [282] С.Ф.Тимашев. О квантовых эффектах в сильном электрическом поле при электронных переходах с участием глубоких центров // В кн.: Электронные процессы на поверхности полупроводников и на границе раздела полупроводник - диэлектрик. Новосибирск, 1974, с. 201.
- [283] С.Ф.Тимашев. Физика и техника полупроводников, 1974, т. 8, № 4, с. 804.
- [284] J.C.Kim. InSb Charge-Injection Device Imaging Array // J. Sol. St. Circ., 1978, v.SC-13, № 1, p. 187.
- [285] Н.И.Халиуллин. Флуктуации темнового и фонового заряда в ПЗИ-приемниках излучения // Микроэлектроника, 1987, т. 16, вып. 5, с.463.
- [286] J.Buxo, D.Esteve, J.Farre, G.Sarrabayrouse, J.Simonne. A model for the large-amplitude hysteresis in MIS structures on InSb // Appl. Phys. Lett., 1978, 33, (11), p.969.
- [287] S.Fujita, M.Nishihara, W-L.Hoi. Deep Trap States in Si_3N_4 Layer on Si Substrate // Jap. Journ. Appl. Phys., 1981, v. 20, № 5, p. 917.
- [288] Y.Nissan-Cohen, J.Shappir, D.Frohman - Bentchkowsky. Dynamic model of trapping-detrapping in SiO_2 // J. Appl. Phys., 1985, v. 58, (6), p. 2252.

- [289] R.H.Gundlach, J.B. Simmonse. Range of validity of the WKB tunnel probability, and comparison of experimental data and theory // Thin Solid Films, 1969, v. 4, p. 61.
- [290] K.H.Gundlach, A. Wilkinson. Experimental Evidence for the Temperature Dependence of the Barrier Height in Al - Al₂O₃ - Metal Tunneling Junctions // Phys. Stat. Sol. (a), 1970, v. 2, p. 295.
- [291] R.L.Weiner, R.P.Pey. Optical Properties of Indium Oxide // J. Appl. Phys. 1966, v.37, №1, p. 299.
- [292] L.Lundkwist, C.Svensson, B.N.Hansson. Discharge of MNOS structures at elevated temperatures // Solid St. Electron., 1976, v. 19, № 2, p. 221.
- [293] В.Н.Вертопрахов, Е.Г.Сальман. Термостимулированные токи в неорганических веществах, Новосибирск, "Наука", 1979.
- [294] В.Н. Алфеев. Полупроводники, сверхпроводники и параэлектрики в криоэлектронике, Москва, 1979, "Советское радио", с. 382.
- [295] D.A.Baglee, D.H Laughlin, C.W.Wilmsen, D.K.Ferry. The Physics of MOS Insulators // Proceedings of the International Topical Conference Raleigh, North Carolina - June 18 - 20, 1980, Ed. G.Lucovsky, S.T.Pantelides, F.Galeener, Pergamon Press, p. 332.
- [296] Von E. Kauer, A.Rabenau. Zur Kenntnis des Halbleiterverhaltens der Chalkogenide des Aluminiums, Galliums und Indiums // Z. fur Naturforschung (a), 1958, v. 13a, № 7, p.531.
- [297] W.P.Doyle. Absorption spectra of solids and chemical bonding – I // J.Phys. Chem. Solids, 1958, v. 4, p. 144.
- [298] В.И.Белый. Химия поверхности полупроводников A^{III}B^V // В сб. "Проблемы электронного материаловедения" под ред. Ф.А.Кузнецова, Новосибирск, "Наука", 1986, с. 29.
- [299] A.P.Kovchavtsev, G.L.Kuryshv, K.O.Postnikov. Inelastic Electron Tunneling Spectroscopy of InAs-Superthin Insulator-Au Structures // Phys. stat. sol. (a), 1986, v. 97, p.421.
- [300] В.Г.Литовченко, Н.Л.Дмитрук. Диэлектрические покрытия на полупроводниковых соединениях AzB₅ // Обзоры по электронной технике. Сер.2. Полупроводниковые приборы, 1977, вып. 9 (489), с. 197.

- [301] R.J.Phelan, J.O.Dimmock. InSb MOS Infrared Detector // Appl.Phys Lett, 1967,v. 10, № 2, p. 55.
- [302] W.E.Spicer, P.Pianetta, L.Lindau, P.W.Chye. J.Vac. Sci. Technol., 1977, v. 14, p. 885.
- [303] А.П.Соловьев, Н.А.Валишева, И.И.Мараховка, И.О.Парм, С.Ю.Смирнов. Способ получения структур диэлектрик - арсенид индия // Авторское свидетельство, 1990, № 1604097.
- [304] Б.Б.Лурт, В.А.Перевошиков, Л.Н.Возмилова, И.А. Свездлин, К.Г.Марин. Физико-химические методы обработки поверхности полупроводников, М., "Радиосвязь", 1982.
- [305] Ю.Г.Галицин, А.П.Ковчавцев, В.Г.Мансуров, В.И.Пошевнев. Способ получения стационарно гладкой упорядоченной поверхности арсенида индия // Авторское свидетельство, 1992, № 1814442. Б.И. №14 от 20.05.2000, с.477.
- [306] А.П.Ковчавцев и др. Фотоприемники зарядовой инфекции на арсениде индия // Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона, Новосибирск, Наука, 2001, с. 65.
- [307] Г.Л. Курышев, А.П. Ковчавцев, Н.А. Валишева. Электронные свойства структур металл - диэлектрик - полупроводник на основе InAs // ФТП, 2001, т. 35, в. 9, с.1111.
- [308] Н.А.Валишева, Т.А.Левцова, Л.М.Логвинский, А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев, А.З.Петренко, И.П.Петренко. Влияние фтора на границу раздела анодный оксид - арсенид индия // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 1999, т. 11, с. 53.
N.A.Valisheva, T.A.Levtsova, L.M.Logvinsky, A.P.Kovchavtsev, O.L.Kuryshhev. Influence of Fluorine on the Interface Anodic Oxide-Indium Arsenide // Surface Investigation, 2000, v. 15, p.1667.
- [309] C.D.Wagner. Practical Surface Analysis (second Edition), ed. by D.Brigs and M.P.Seah, 1990, v. 1, John Wiley & Sons Ltd., England, p. 595.
- [310] D.J. Coleman, Jr., D.W. Shaw, R.D. Dobrott. On the Mechanism of GaAs Anodization // J.Electrochem. Soc., 1977, v. 124, № 2, p. 239.
- [311] A.S.Barriere, B. Desbat, H.Guegan, B.Lozano, T.Seguelong, A.Tressaud, P.Alnot. Physico-chemical characterization of thin films obtained by

- fluorination of GaAs under 5 bar of fluorine // *Thin Solid Films*, 1989, v. 170, p. 259.
- [312] D.N.Kouvatsos, F.A. Stevie, R.J.Jaccodine. Interface State Density Reduction and Effect of Oxidation Temperature on Fluorine Incorporation and Profiling for Fluorinated Metal Oxide Semiconductor Capacitors // *J. Electrochem. Soc.*, 1993, v. 140, № 4, p. 1160.
- [313] Л.Л.Васильева, В.Н.Дроздов. Кинетика и механизм образования пленок двуокиси кремния при окислении силана кислородом, *Проблемы физической химии поверхности полупроводников*, Под ред. А.В. Ржанова, Новосибирск, "Наука", 1978, с. 155.
- [314] С.М.Репинский. Химическая кинетика роста слоев диэлектриков // *Современные проблемы физической химии поверхности полупроводников*, Под ред. А.В. Ржанова, С.М.Репинского, Новосибирск, "Наука", 1988, с. 90.
- [315] Л.Л.Васильева. Моделирование процессов осаждения диэлектрических слоев из газовой фазы в реакторах пониженного давления // *Современные проблемы физической химии поверхности полупроводников*. Под ред. А.В. Ржанова, С.М.Репинского, Новосибирск, "Наука", 1988, с. 152.
- [316] В.В.Азотян. Цепные процессы и нестационарность состояния поверхности // *Успехи химии*, LIV (1), 1985, с. 33.
- [317] М.Р.Бакланов, Л.Л.Васильева. Проблемы получения качественных диэлектрических слоев при низких температурах. Обзор // *Микроэлектроника*, 1996, т. 25 (6), с.403.
- [318] J.Lee, J.Chen, C.Hu. Comparison Between CVD and Thermal Oxide Dielectric Intergrity // *IEEE Electron Device Lett.*, 1986, v. 7, № 9, с. 506.
- [319] П.Дюваль. Высоковакуумное производство в микроэлектронной промышленности, М., "Мир", 1992.
- [320] E.A.Repnikova, V.A.Gurtov, Z.V.Panova. The Effect of Synthesis Conditions on the Short Range Order Characteristics in Silicon Nitride Layers // *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1990, v. 119, p. 113.
- [321] А.П.Ковчавцев, А.А. Французов. Пористость термического окисла кремния толщиной 30-600 Å // *Микроэлектроника*, 1979, т., вып. 5, с. 439.

- [322] И.И. Белоусов, В.М.Ефимов, С.П.Синица. Электрофизические свойства низкотемпературных слоев SiO_2 // Препринт № 5, 1991, Новосибирск, ИФП СО АН СССР.
- [323] H. Hasegawa, H. Ohno. A Common Energy Reference for DX Centers and EL2 Levels in III-V Compound Semiconductors // Jap. Journ. of Appl. Phys., 1986, v. 25, № 4, p. L319.
- [324] H. Hasegawa, H. Ohno. Unified disorder induced gap state model for insulator-semiconductor and metal-semiconductor interfaces // J. Vac. Sci. Technol., 1986, v. B4, № 4, p. 1130.
- [325] H. Hasegawa, Li He, H. Ohno, T. Sawada, T. Haga, Y. Abe, H. Takahashi. Electronic and microstructural properties of disorder induced gap states at compound semiconductor - insulator interfaces // J. Vac. Sci. Technol., 1987, v. B5 (4), p. 1097.
- [326] Li He, H. Hasegawa, T. Sawada, H. Ohno. A Self-consistent computer semiconductor metal-insulator-semiconductor C-V curves based on the disorder-induced gap-state model // J. Appl. Phys., 1988, v. 63 (6), p. 2120.
- [337] Li He, H. Hasegawa, T. Sawada, H. Ohno. A Computer Analysis of Effects of Annealing on InP Insulator-Semiconductor Interface Properties Using MIS C-V Curves // Jap. Journ. of Appl. Phys., 1988, v. 27 (4), p. 512.
- [328] А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев, В.Н.Дроздов, О.С.Липатникова. Механизм поперечной проводимости МДП-структур на основе арсенида индия при низкой температуре // Поверхность. Физика, химия, механика, 1984, т. 8, с. 68.
- [329] M. Lenzlinger, E. H. Show. Fowler-Nordheim Tunneling into Thermally Grown SiO_2 // J. Appl. Phys., 1969, v. 40, p. 278.
- [330] В.С.Фоменко. Эмиссионные свойства материалов. Справочник. Киев: Наукова думка, 1981, с. 182.
- [331] R. H. Walden. A Method for the Determination of High-field Conduction Laws in Insulating Films in the Presence of Charge Trapping // J. Appl. Phys., 1972, v. 43, p. 1178.
- [332] P. Solomon. High-field electron trapping in SiO_2 // J. Appl. Phys., 1977, v. 48, № 9, p. 3843.

- [333] С.А. Волков. Исследование электрофизических свойств системы металл - диэлектрик - полупроводник на германии // Диссертация на соискание уч. ст. канд. физ.-мат.наук. Новосибирск. Институт физики полупроводников СО АН СССР, 1980 с. 141.
- [334] С.А. Волков, В.Н.Овсяк. О механизмах проводимости нитрида кремния в структурах металл-диэлектрик-полупроводник // Микроэлектроника, 1981, т.10, № 3, с. 227.
- [335] А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев, В.Н.Дроздов, О.С.Липатникова. Механизм поперечной проводимости МДП-структур на основе арсенида индия при низкой температуре // Поверхность Физика, химия, механика, 1984, т. 8, с. 68.
- [336] А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев, В.Н.Дроздов. Полевой дрейф ионов в МДП-структурах на основе арсенида индия // Микроэлектроника, 1986, т. 15, вып. 4 с.324.
- [337] Т.Е.Ковалевская, В.Н.Дроздов, А.В. Ржанов, К.К.Свиташев Физико - химические и электрофизические свойства системы германий - пиролитическая двуокись кремния // Микроэлектроника, 1974, т. 3, с. 404.
- [338] Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакции., Под ред. Поута Дж., Ту К, Мейера Дж. М., "Мир", 1982, с. 511.
- [339] S.R.Hofstein. Proton and Sodium Transport in SiO₂ Film // IEEE Trans. Electron Dev., 1967, v. ED-14, p. 749.
- [340] P.K.Nauta, M.V.Hillen. Investigation of mobile ions in MOS structures using the TSIC method // Appl. Phys., 1978, v. 5, p. 2862.
- [341] А.А. Широков, Ю.И. Усов, И.С.Захаров. Особенности МДП-структур на InAs // Изв. АН СССР, Неорганические материалы, т.1985, т. 21, № 2, с. 194.
- [342] В.А. Гуртов, М.В. Золотов, А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев. Объемный заряд в МДП-структурах на основе арсенида индия // Микроэлектроника, 1986,т. 15, вып.2, с. 142.
- [343] Исследование электрофизических характеристик МДП – структур на основе бинарных полупроводников A³B⁵ // Отчет о НИР № гос. регистрации 0185004/767, Петрозаводский государственный университет им. О.В. Куусинена, Петрозаводск, 1985.

- [344] Оптимизация параметров фотоприемников на узкозонных полупроводниках с пиролитическими диэлектриками стабильными к воздействию ионизирующего излучения. Промежуточный отчет по теме № 19, шифр "Ладога-4". Петрозаводский государственный университет им. О.В. Куусинена, Петрозаводск, 1986.
- [345] В.А. Гуртов. Влияние ионизированного излучения на свойства МДП - приборов // Обзоры по ЭТ, Сер.2. Полупроводниковые приборы. М., 1978, вып. 14, с 595.
- [346] C.B. Duke. Tunneling in solids, Academic press, New York - London, 1969, p. 296.
- [347] Туннельные явления в твердых телах. Под ред. Э.Бурштейна и С. Лундквиста, Мир, Москва, 1973, с.143.
- [348] Л.Солимар. Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение, Мир, Москва, 1974.
- [349] Inelastic Electron Tunneling Spectroscopy, ed. T.Wolfram, Springer Series in Solid- State Science 4, Springer - Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1978.
- [350] Е.Л. Вольф. Принципы электронной туннельной спектроскопии, Наукова Думка, Киев, 1990.
- [351] Theory of Transport Properties of Semiconductor Nanostructures, ed.E.Scholl, Chapman & Hall, 1998, p. 152.
- [352] O.D.Mahan, 3.W.Conley. The density of states in metal-semiconductor tunneling // Appl. Phys. Letters, 1967 v. 11, № 1, p. 29.
- [353] J. Nishizawa, M.Kimura. Tunneling Spectroscopy in MS and MIS Tunnel Junctions of Degenerate n – Type Semiconductor // Japanese Journal of Applied Physics, 1975, v. 14, № 10, p. 1529.
- [354] К.П.Абдурахманов, Ш.Мирахмедов, А.Тешабаев, С.С.Худайбердиев. Особенности распределения плотности состояний в сильно легированном p-GaAs // ФТП, 1976, т. 10, № 4, с. 658.
- [355] А.П.Ковчавцев. Туннельные токи в системе Au-SiO₂-Si с окислом толщиной 16-36 Å // ФТТ, 1979, т. 21, в 10, с. 3055.
- [356] Л.В.Иогансен. О резонансном туннелировании электронов в кристаллах // ЖЭТФ, 1964, т. 45, вып 1 (7), с. 270.

- [357] J.W.Gadzuk. Resonance-Tunneling Spectroscopy of Atom Adsorbed on Metal Surface: Theory // Phys Rev B, 1970, v. 1, № 5, p. 2110.
- [358] А.В.Чаплик, М.В.Энтин. Влияние локализованных состояний в барьере на туннелирование электронов // ЖЭТФ, 1974, т.67, вып 1 (7), с. 208.
- [359] Л.С.Брагинский, Э.М.Баскин. О неупругом резонансном туннелировании // ФТТ, 1998, т. 40, № 6, с. 1151.
- [360] А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев, К.О. Постников, И.М.Субботин, Ж.И. Хорват. Резонансное туннелирование электронов в барьере Шоттки на арсениде галлия // ФТП, 1987, т. 21, вып. 11, с. 1944.
- [361] Hong-wei Li, Tai-hong Wang. Resonant Tunneling through Quantum Dots in GaAs Shottky Diode Structures // Phys. Low - Dim. Struct., 2000, v. 9/10, p. 119.
- [362] I.M.Zakharov, A.P.Kovchavtzev, G.L.Kuryshev, V.V.Preobragensky, B.R.Semyagin. Inelastic Resonance Tunneling of Electron through the Triple Barrier GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Heterostructure under Infrared Electromagnetic Field Excitation // Phys. Low - Dim Struct., 1997, v. 5/6, p. 53.
- [363] R.C. Jaklevic, J.Lambe. Molecular vibration spectra by electron tunneling // Phys. Rev. Letters, 1966, v. 17, p. 1139.
- [364] D.J. Scalapino, S.M. Marcus. Theory of inelastic electron-molecule interaction in tunnel junctions // Phys Rev. Letters, 1967, v. 18, №. 12, p. 459.
- [365] J.Lambe, R.C. Jaklevic . Molecular Vibration Spectra by Inelastic Electron Tunneling // Phys. Rev. 1968, v. 165, p. 821.
- [366] A.D. Brailsford, L.C. Davis. Impurity-Assisted Inelastic Tunneling: One Electron Theory // Phys. Rev.B, 1970, v. 2, № 6, p. 1708.
- [367] А.П. Ковчавцев, Г.Л.Курышев, К.О. Постников, С.А. Бирюков. Туннельная спектроскопия фононов в арсениде индия // ФТП, 1985, т. 19, вып. 12, с. 2187.
- [368] D.L. Stierwalt, R.F.Potter. Infrared Spectral Emittance of InAs // Phys. Rev. 1965, v.137, № 3A, p. A1007.
- [369] Г.И.Миньков, В.В.Кружаев. Осцилляции туннельной проводимости перехода InAs - окисел - Pb в квантующем магнитном поле // ФТТ, 1980, т. 22, в. 6, с. 1641.
- [370] Дж. Рейсленд. Физика фононов, М, 1975, с. 365.

- [371] J.W.Lynn, H.G.Smith, R.M Nicklow. Lattice Dynamics of Gold // Phys. Rev. B, Solid State, Third Series, 1973,v. 8, № 8, p. 3493.
- [372] P.P.Lottici. On the Optic Vibrational Modes in Amorphous Arsenic // Phys. Stat. Sol. (b), 1984, v. 122, p. 431.
- [373] Э.М.Баскин, Л.С.Брагинский. Об излучении коротковолновых фононов при туннелировании. I // ФТТ, 1992, т. 34, № 1, с. 83.
- [374] E.M.Baskin, L.S.Braginsky. Short-wavelength phonon emission from a metal-semiconductor interface // Phys. Rev. B, 1994,v. 50, № 16, p. 12191.
- [375] L.S.Braginski, E.M.Baskin, A.P.Kovchavtsev, G.L.Kuryshv, K.O,Postnikov, I.M. Subbotin. Emission of short- wavelength phonons in tunneling through Shottky barriers // Phys. Rev. B, 1995, v. 51, № 24, p.17718.
- [376] Э.М.Баскин, Л.С.Брагинский. Об излучении коротковолновых фононов при туннелировании. II // ФТТ, 1992, т. 34, № 1, с. 90.
- [377] D.Smith, G.Binnig, C.Quate, Detection of phonons with a scanning tunneling microscope // Appl. Phys. Lett., 1986, v. 49, № 24, p. 1641.
- [378] The Sedtler Special Collection. Inorganics Infrared Grating Spectra, ed. C.W.Wilmsen, 1965 - 1973, v. 1-5, p. 1 - 1300.
- [379] V.K.Malinovsky, N.N.Novikov, A.P.Sokolov. Structural difference of two classes of amorphous semiconductors // Journal of Non-Crystalline Solids, 1989, 114, p. 61.
- [380] B.P.Van Eijck. The Microwave Spectrum of Lactic Acid // J. Mol. Spectroscopy, 1983, v. 101, p. 133.
- [381] R.N.Hall, J.H.Racette, H.Ehrenreich. Direct observation of polarons and phonons during tunneling in group 3 - 5 semiconductor junctions // Phys. Rev. Letters,1960,v. 4, p. 456.
- [382] А.А. Мальцев. Молекулярная спектроскопия, изд. Московского университета, 1980, с. 92.
- [383] Химический энциклопедический словарь, "Советская энциклопедия", Москва, 1983, с. 224.
- [384] И.К.Янсон, Н.И.Богатина. Исследование туннельных спектров примесных молекул в контактах Sn - Sn, Pb - Pb // ЖЭТФ, 1970, т. 59, вып. 5 (11), с. 1509.

- [385] Н.П.Есина, Н.В. Зотова, С.А. Карандышев, Г.М.Филаретова. Структура металл - полупроводник на основе р - InAs // ФТП, 1983, т. 17, с. 991.
- [386] Г.И.Кольцов, Ю.В.Крутенюк, Е.А.Лодыгин. Влияние имплантации протонов на вольт - амперные характеристики контакта Au - InAs р-типа // Поверхность. Физика, химия, механика, 1987, т. 5, с. 68.
- [387] U.Kunze. Surface-field induced interband tunneling in InAs // Z.Phys.B. - Condensed Matter, 1989,v. 76, p. 463.
- [388] U.Kunze. Giant diamagnetic effect in InAs electron inversion layers measured by Zener tunneling // Phys.Rev.B. 1990, v. 41, № 3, p. 1707.
- [389] А.В.Каламейцев, Д.А.Романов, А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев, К.О.Постников, И.М.Субботин. Природа отрицательного дифференциального сопротивления неидеального барьера Шоттки на основе арсенида индия // ФТП, 1997, т. 31, № 3, с.370.
- [390] D.A. Romanov, A.V.Kalameitsev, A.P.Kovchavtsev, I.M. G.L.Kurishv, K.O.Postnikov, I.M. Subbotin. Conversion tunneling in non-ideal Schottky barriers: virtual resonance manifestation and interface // Proc. of the Materials Research Sociaty, Boston, 1996, v. 445, p. 375.
- [391] J.R.Dixon, J.M. Ellis. Optical Properties of n-Type Indium Arsenide in the Fundamental Adsorption Edge Region // Phys. Rev., 1961, v. 123, № 5, p. 1560.
- [392] E.Burstein. Anomalous Optical Absorption Limit in InSb // Phys. Rev. 1954, v.93, p.632.
- [393] H.J.Hrostowski, M.Tanenbaum. Recent work on group III antimonides and arsenide // Physica, 1954, v. 20, p. 1065.
- [394] F.Stern, R.M. Talley. Impurity Band in Semiconductors with Small Effective Mass // Phys. Rev., 1955, v. 100, p. 1638.
- [395] W.G.Spitzer, H.Y.Fan. Determination of Optical Constants and Carrier Effective Mass of Semiconductors // Phys. Rev., 1957, v. 106, p. 882.
- [396] W.W.Anderson. Absorption constant of $Pb_{1-x}Sn_xTe$ and $Hg_{1-x}Cd_xTe$ Alloys // Infrared Phys., 1980, v. 20, p. 363.
- [397] F. Urbach. The Long-Wavelength Edge of Photographic Sensitivity and of the Electronic Absorption of Solids // Phys. Rev., 1953, v. 92, p. 1324.
- [398] M.V.Kurik. Urbach Rule // Phys. Stat. Sol. (a), 1971,v. 8, № 1, p. 9.

- [399] A.Rogalski et al. Infrared Photon Detectors // The Society of Photo - Optical Engineering, 1995.
- [400] W.A.Beck, T.S.Fasca. Current Status of Quantum Well Focal Plane Arrays // Proc. of SPIE, v. 2744, p. 193.
- [401] E.Fossum, B.Pain. Infrared Readout Electronics for Space Science Sensors: State of the Art and Future Directions // Proc. of SPIE, Infrared Technology, 1993, v. 2020, XIX, p.262.
- [402] И.И.Ли, В.Г.Половинкин. Устройство считывания для двумерных приемников изображения. Патент № 2111580. Пр. от 27.12.96.
- [403] Р.Хадсон. Инфракрасные системы, Мир, Москва, 1972, с. 192, с. 146.
- [404] V.M. Bazovkin, N.A.Valisheva, A.A.Guzev, V.M.Efimov, A.P.Kovchavtsev, G.L.Kurisev, I.I.Lee, 1x384 Hybrid linear infrared focal plane arrays on InAs MOS-structure for spectrometric applications // Proc. of SPIE, 2003 v. 5126, p.
- [405] М.М. Мирошников. Теоретические основы оптико - электронных приборов. Ленинград, Машиностроение, Ленинградское отделение, 1983, с. 516, с. 586.
- [406] Г.Л.Курышев, А.П.Ковчавцев, Б.Г. Вайнер, А.А.Гузов, В.М.Базовкин В.М.Ефимов, И.И.Ли, А.С.Строганов, Н.А.Валишева. Тепловизор нового поколения “ИФП-М” // Здравоохранение России, Официальный каталог 28-31 октября 1997, г. Екатеринбург, с.56.
- [407] Г.Л.Курышев, А.П.Ковчавцев, Б.Г. Вайнер, А.А.Гузов, В.М.Базовкин, А.С.Строганов И.М.Субботин, И.М.Захаров, В.М.Ефимов, К.О.Постников, И.И.Ли, Н.А.Валишева, З.В.Панова. Медицинский тепловизор на основе матричного ФПУ 128x128 для диапазона длин волн 2,8-3,05 мкм // Автометрия, 1998, №4, с.5.
- G.L.Kurisev, A.P.Kovchavtsev, B.G.Vainer, A.A.Guzev, V.M. Bazovkin, A.S.Stroga-nov, I.M.Subbotin, I.M.Zakharov, V.M.Efimov, K.O.Postnicov, I.I.Lee, N.A.Valisheva, Z.V.Panova. Medical infrared imaging System based on a 128x128 focal plane Array for 2.8-3.05 μm spectral range, Avtometrriya. Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing, 1998, № 4, p. 5.
- [408] Г.Л.Курышев, А.П.Ковчавцев, В.М.Базовкин, А.А.Гузов, И.И.Ли, Н.А.Валишева, К.О.Постников, А.В.Яковлев, П.В.Журавлев. Тепловизионный

быстродействующий портативный прибор на основе фокальной матрицы МДП-структур на арсениде индия // Автометрия, 1998, № 4, с.13.

G.L.Kurisev, A.P.Kovchavtsev, V.M.Bazovkin, A.A.Guzev, I.I.Lee, N.A.Valisheva, K.O.Postnicov, A.V.Yakovlev, P.V.Zhuravlev. Compact fast IR imaging system based on an InAs MIS focalplane array // Avtometriya. Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing, 1998, № 11.

- [409] Б.Г.Вайнер, И.И.Ли, Г.Л.Курышев, А.П.Ковчавцев, В.М.Базовкин, И.М.Захаров, А.А.Гузов, И.М.Субботин, В.М.Ефимов, Н.А.Валишева, А.С.Строганов. Матричный тепловизор // Патент на изобретение № 2152138, 2000 г., Б.И. №18 от 27.06.2000, с.468.
- [410] A.Kovchavtsev, E.Kogan, G.Kurisev, L.Logvinski, M.Pan, V.Polovinkin, D.Sagdeev, I.Subbotin, B.Wainer .IR Spectrometer with 512 InAs MOS Detector, OPTO 92 Paris-France Palas des Congres 14-16 Avril, 1992, p.620.
- [411] B.G.Vainer. Narrow spectral range infrared thermography in the vicinity of 3 mic operating wavelength. In: Quantitative InfraRed Thermography 5, Eurotherm Seminar 64, QIRT'2000, Reims, France, July 18-21, 2000. Proceedings. Ed. by D.Balageas, J.-L.Beaudoin, G.Busse, and G.M.Carlomagno. UTAP URCA, 2000, p.84.