

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В. ЛОМОНОСОВА**

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Кафедра физики атомного ядра и квантовой теории столкновений

ДИПЛОМНАЯ РАБОТА

**Исследование дефектообразования в слоях дисилицида кобальта,
синтезированных ионно-лучевым методом в кремнии**

Автор: Швей И.В.

Научный руководитель: д.ф.-м.н., проф. Тулинов А.Ф.

Заведующий кафедрой: д.ф.-м.н., проф. Балашов В.В.

Москва 2001

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	5
Актуальность применения силицида CoSi_2 в микроэлектронике	5
Некоторые основные свойства дисилицида кобальта	6
Анализ работ, проведенных для изучения типа дефектов на верхней и нижней границах раздела CoSi_2/Si	6
Цель работы	7
Резерфордовское обратное рассеяние (РОР)	7
Резерфордовское обратное рассеяние каналированных ионов (РОРКИ)	12
Вторичная ионная масс-спектроскопия (ВИМС)	14
ГЛАВА 2 МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА	16
ГЛАВА 3 РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА	19
ГЛАВА 4 ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ	22
ВЫВОДЫ	34
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	35

ВВЕДЕНИЕ

Весьма важным, в кремниевой технологии, для достижения прогресса в микроэлектронике является развитие исследований в области двумерного и трехмерного построения интегральных схем (ИС), направленных на повышение быстродействия полупроводниковых приборов при сохранении размеров активных элементов, улучшения характеристик контактов и локальных межсоединений.

Этим целям хорошо соответствуют силициды переходных металлов, имеющие высокую электропроводность и термостабильность, хорошие адгезионные свойства по отношению к кремнию и оксиду кремния, обладающие стойкостью к коррозии и распаду, а также возможностью синтеза этих соединений при относительно низких температурах. Среди этих материалов дисилицид кобальта (CoSi_2) представляет наибольший интерес благодаря очень низкому электросопротивлению (около $15 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$) и возможности его выращивания эпитаксиально на кремнии.

Научная актуальность проблемы исследования процесса дефектообразования скрытых слоев переходных металлов, полученных ионным синтезом в кремниевых подложках, определяется необходимостью более глубокого понимания основных процессов происходящих во время формирования этих структур. С практической точки зрения эти исследования актуальны, прежде всего, в связи с возможностью формирования гетероструктур $\text{Si}/\text{CoSi}_2/\text{Si}$, пригодных для применения в качестве локальных контактов и межсоединений в трехмерных системах металлизации, а также в качестве современных быстродействующих приборов, таких как, например, транзисторы с «проницаемой» или металлической базой.

Возможность детального исследования системы $\text{Si}-\text{CoSi}_2$ может служить моделью для изучения дефектообразования других переходных металлов в кремнии, а также для исследования границы раздела фаз силицид металла/кремний, в связи с ее достаточно простым способом получения и изучения.

Метод ионно-лучевого синтеза скрытых диэлектрических и проводящих слоев в кремнии, в котором скрытые слои формировались методом ионной имплантации с последующим высокотемпературным отжигом, был разработан в 1980-90-х годах. Этот метод является весьма перспективным способом получения слоев силицидов с высокими и стабильными электрическими характеристиками, он лишен многих недостатков, присущих молекулярной эпитаксии (необходимость условия сверхвысокого вакуума и тщательной предварительной очистки поверхности пластин). Он обладает рядом уникальных преимуществ (возможность получения однородной атомной смеси строго контролируемого состава; внедрения ионов на локальных участках мишени и получения заглубленных слоев и многослойных композиций). Это позволяет эффективно управлять различными физическими и химическими свойствами приповерхностных слоев, проводить имплантации практически при любых доступных

температурах, включая низкие, обеспечить высокую адгезию имплантированных слоев к подложке и высокую воспроизводимость результатов. Тем самым обуславливает возрастающее и многообещающее использование силицидов в полупроводниковой микроэлектронике.

Фундаментальными основами формирования скрытых тонких проводящих слоев, перспективных для микроэлектронных устройств нового поколения, являются закономерности фазо- и дефектообразования при высокодозовой имплантации. Несмотря на большое число работ по изучению структуры и свойств ионно-имплантированных слоев, механизм дефектообразования изучен недостаточно. В связи с этим дальнейшее изучение фундаментальных основ твердотельного ионного синтеза эпитаксиальных гетерокомпозиций $\text{Si}/\text{CoSi}_2/\text{Si}$, является весьма актуальным. Для получения максимально достоверных результатов необходимо использовать комплекс взаимодополняющих методов обеспечивающих однозначную интерпретацию экспериментальных данных.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.

В этой главе на основе анализа опубликованных отечественных и зарубежных работ рассматривается актуальность применения дисилицида кобальта (CoSi_2) в микроэлектронике, как наиболее перспективного материала для создания трехмерных структур интегральных схем (ИС). Приводятся некоторые свойства CoSi_2 важные для процессов формирования эпитаксиальных слоев дисилицида кобальта. Рассматриваются работы, проведенные для определения типа дефектов на верхней и нижней границах раздела.

Актуальность применения силицида CoSi_2 в микроэлектронике

Силициды переходных металлов находят все большее применение в технологии сверхбольших интегральных схем (СБИС) в качестве материала для изготовления контактов и межсоединений, а также для создания полупроводниковых приборов, таких как, диоды Шоттки, транзисторы с металлической базой. Перспективной областью применения гетероструктур с использованием силицидов является создание трехмерных структур интегральных схем (ИС), а также формирование многоуровневой разводки ИС.

Существенным является то обстоятельство, что многие силициды переходных металлов имеют параметры кристаллической решетки и коэффициенты термического расширения, близкие к указанным характеристикам кремния. Например, несоответствие параметров решетки между кремнием и CoSi_2 составляет 1,22%. Это позволяет создавать эпитаксиальные гетероструктуры $\text{Si}/\text{CoSi}_2/\text{Si}$ с низкими механическими напряжениями. Тем самым увеличивается подвижность, фактор важный в субмикронной технологии, где требуются пленки толщиной менее 0,5 мкм. Благодаря тому, что слой полупроводника тонок, увеличивается быстродействие схем из-за уменьшения паразитных емкостей.

Среди силицидов переходных металлов наибольший интерес с точки зрения применения в технологии СБИС представляет дисилицид кобальта CoSi_2 , пленки которого имеют низкое значение удельного сопротивления (15 мкОм·см) и высокую структурную термостабильность (до 1100 °С).

Дисилицид кобальта привлекает наибольшее внимание из-за технологических возможностей. О преимуществе CoSi_2 свидетельствуют и последние данные об эпитаксиальных силицидах, полученные в Аризонском университете (США), которые показывают, что на подложках кремния можно выращивать слои силицидов ряда металлов (главным образом никеля и кобальта) совершенной структуры. Отмечается, что в случае дисилицида кобальта удается сформировать монокристаллическую структуру кремний-металл-кремний, перспективную для технологии транзисторов высокого быстродействия.

Некоторые основные свойства дисилицида кобальта.

Как отмечалось ранее, самым многообещающим материалом для создания проводящих слоев является дисилицид кобальта из-за его низкого удельного сопротивления, высокой способности эпитаксиального роста на подложке кремния, высокой термостабильности (до 1100 °С) и совместимости с технологическим процессом производства СБИС. В перечне, приведенном ниже, указаны основные свойства и параметры структуры дисилицида кобальта и кремния:

Свойство и единица измерения	Si	CoSi ₂
Содержание Si, ат.долей	1	0,6667
Структурный тип	Алмаз	CaF ₂
Сингония	Кубическая	Кубическая
Период решетки, нм	0,54307	0,5365
Молекулярная масса	28,06	115,12
Температура плавления, К	1685	1600
Теплопроводность (Т=313 °С), Вт/(м·К)	1,4	15,1
КТР, К ⁻¹	2,44·10 ⁻⁶	9,4·10 ⁻⁶
Удельное электросопротивление, мкОм·см	-	15

Анализ работ, проведенных для изучения типа дефектов на верхней и нижней границах раздела CoSi₂/Si

В настоящее время отмечается повышенный интерес к получению скрытых тонких слоёв дисилицида кобальта в кремнии с помощью ионно-лучевого синтеза (ИЛС) [1]. Однако, применение данной технологии ограничивает высокая степень дефектности имплантированных образцов. Поэтому, задача по исследованию дефектности слоёв кремния и дисилицида кобальта особенно актуальна [2]. Одним из основных вопросов при изучении имплантированных слоев является вопрос о типах дефектов на границах раздела кремний/дисилицид кремния. Проведенный анализ в ряде работ, например [3], показал, что на верхней границе раздела при имплантации кобальта в кремний (111) преобладают точечные дефекты. На нижней границе раздела, как правило, преобладают дислокации несоответствия. Необходимо заметить, что во всех проведенных исследованиях использовали кремний (111). С точки зрения перспективы для микроэлектроники данные исследования не очень интересны, т.к. в качестве материала для СБИС и микропроцессоров используется на 90% кремний (100). Это вызвано следующим: во-первых, электрические свойства Si(100) лучше, чем у Si(111), во-вторых, имплантированные в Si(100) слои лучше, чем у Si(111) и, в-третьих, слои А-типа (т.е. без двойниковых эффектов) проще получить в Si(100). Все работы по определению типа дефектов проводились с использованием метода Резерфордского обратного рассеяния.

Цель работы

Как было замечено, все проведенные исследования касаются в основном структур на кремнии ориентации (111), но для промышленного применения более интересны результаты по исследованию структур на Si(100). Поэтому, целью данной работы являлось восполнить пробел в изучении дефектности имплантированных слоёв дисилицида кобальта в кремнии ориентации (100). Для этого проводили имплантацию кобальта в Si (100) с дозой $1-3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$, плотностями ионного тока от 5 до 100 мкА/см², энергией 180 кэВ, и отжиг полученных структур при температурах и времени до 1150°C и 60 минут соответственно. Исследования полученных образцов включали целый ряд различных экспериментов (РОР, ВИМС, ПЭМ и др.) и проводились совместно с Московским институтом стали и сплавов (МИСИС). Методом Резерфордовского обратного рассеяния (РОР) образцы изучались в НИИЯФ МГУ.

Для достижения указанной цели были сформулированы следующие конкретные задачи:

1. Провести ВИМС анализ слоев CoSi_2 в Si(100), полученных ионным синтезом.
2. На основании полученных экспериментальных данных определить профили Co и Si при разных токах и дозах облучения, и сравнить их с результатами полученными методом РОР.
3. Провести РОР анализ слоев CoSi_2 в Si(100), полученных ионным синтезом.
4. На основании полученных экспериментальных данных определить профили дефектов в кремнии при разных токах и дозах облучения.
5. Сравнить профили Co и Si при одинаковых токах и дозах облучения для образцов с отжигом и без отжига.
6. На основании полученных методом РОР экспериментальных данных определить типы дефектов на границах раздела кремний/дисилицид кобальта и сравнить их с полученными ранее результатами в работе [3].
7. Провести ряд дополнительных (проверочных) экспериментов.

Резерфордовское обратное рассеяние (РОР)

Из всех методов исследования рассеяние Резерфорда является самым простым для понимания и применения, поскольку основывается на классическом рассеянии в поле центральных сил. За исключением ускорителя, обеспечивающего коллимированный пучок с энергиями порядка нескольких мегаэлектронвольт (обычно это ионы ^4He), вся установка достаточно проста [4]. Для регистрации частиц используются полупроводниковые детекторы, которые формируют на выходе электрический импульс, пропорциональный энергии частиц, рассеянных образцом в направлении детектора. Этот метод анализа является наиболее точным, так как ионы He с энергией несколько мегаэлектронвольт испытывают столкновения при малых значениях прицельного параметра и отклоняются хорошо известными силами кулоновского отталкивания, действующими между положительно заряженными ядрами налетающих частиц и

атомов мишени. Кинематика столкновения и сечение рассеяния не зависят от химических связей, поэтому измеренные характеристики обратного рассеяния нечувствительны к электронной конфигурации и химическим связям внутри мишени.

При обратном рассеянии Резерфорда моноэнергетические частицы пучка сталкиваются с атомами мишени, рассеиваются назад и попадают в детектор-анализатор, измеряющий энергии частиц. При столкновении энергия передается от движущейся частицы неподвижному атому мишени; уменьшение энергии рассеянной частицы зависит от ее массы и массы атома мишени и позволяет идентифицировать атом мишени. Кинематика упругого столкновения двух изолированных частиц может быть полностью изучена с помощью законов сохранения энергии и импульса. Пусть налетающая частица массой M_1 имеет скорость v и энергию E_0 (E_0 – кинетическая энергия), а атом мишени с массой M_2 покоится. После столкновения значение скоростей v_1 и v_2 и энергий E_1 и E_2 налетающей частицы и атома мишени определяются углом рассеяния θ и углом отдачи φ . В результате несложных вычислений для отношения энергий налетающей частицы в случае $M_1 < M_2$ получим следующее выражение:

$$\frac{E_1}{E_0} = \left[\frac{(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + M_1 \cos \theta}{M_1 + M_2} \right]^2$$

Это отношение энергий $K \equiv E_1/E_0$, называемое кинематическим фактором, показывает, что энергия после соударения определяется только массами частиц и углом рассеяния.

На практике, когда мишень содержит два типа атомов, массы которых различаются на небольшую величину ΔM_2 , геометрия эксперимента выбирается таким образом, чтобы получить, возможно, большую разность ΔE_1 измеряемых после рассеяния энергий E_1 . Изменение M_2 (при фиксированной массе $M_1 < M_2$) сопровождается максимальным изменением K в случае $\theta = 180^\circ$. Поэтому направление $\theta = 180^\circ$ является наилучшим для размещения детектора (на практике выбирается $\theta \approx 170^\circ$ из-за конечных размеров детектора). Именно такая схема эксперимента дала методу название спектрометрии обратного рассеяния.

Возможность разделения двух типов атомов мишени, массы которых различаются на малую величину ΔM_2 , определяется способностью измерительной системы разрешать малые разности энергий ΔE_1 обратно рассеянных частиц. Наибольший вклад в величину разрешения вносит система, состоящая из детектора и первого каскада предусилителя. Поверхностно-барьерный полупроводниковый детектор, как известно, обладает собственной емкостью не равной нулю, и, следовательно, при подаче на него напряжения обратного смещения начинает «шуметь». Для компенсации емкости перехода, от которого зависит амплитуда шумов, необходимо использовать в первом каскаде предусилителя полевой транзистор с как можно большим значением крутизны. Типичные значения крутизны для малошумящих, современных

полевых транзисторов лежат в районе $50 \div 80 \text{ mA/V}$. Вклад в амплитуду шумов от полевого транзистора определяется, в основном, величиной тока утечки затвора, который для хороших транзисторов определяется значением нескольких долей пикоампер. В экспериментах по обратному рассеянию сигналы на выходе полупроводников детекторов имеют вид электрических импульсов. Амплитуды этих импульсов пропорциональны энергиям падающих частиц. Анализатор амплитуды импульсов регистрирует импульсы с разными амплитудами в различных каналах. Нумерация каналов определяется амплитудой импульсов, и, следовательно, существует однозначное соответствие между номером канала и энергией частицы.

Шкала глубины устанавливается энергетическими потерями dE/dx легких ионов (H^+ , d^+ и He^{++}) высоких энергий (0.5-5 МэВ) при их прохождении сквозь твердое тело (рис.1). Потери энергии прямо пропорциональны пройденной ионами толщине вещества; поэтому энергетическому спектру регистрируемых частиц можно однозначно сопоставить шкалу глубины. Выход обратно рассеянных частиц или продуктов реакции пропорционален соответствующим сечениям рассеяния или реакции; следовательно, зная потери энергии и сечения взаимодействий, можно найти зависимость элементного состава от глубины.

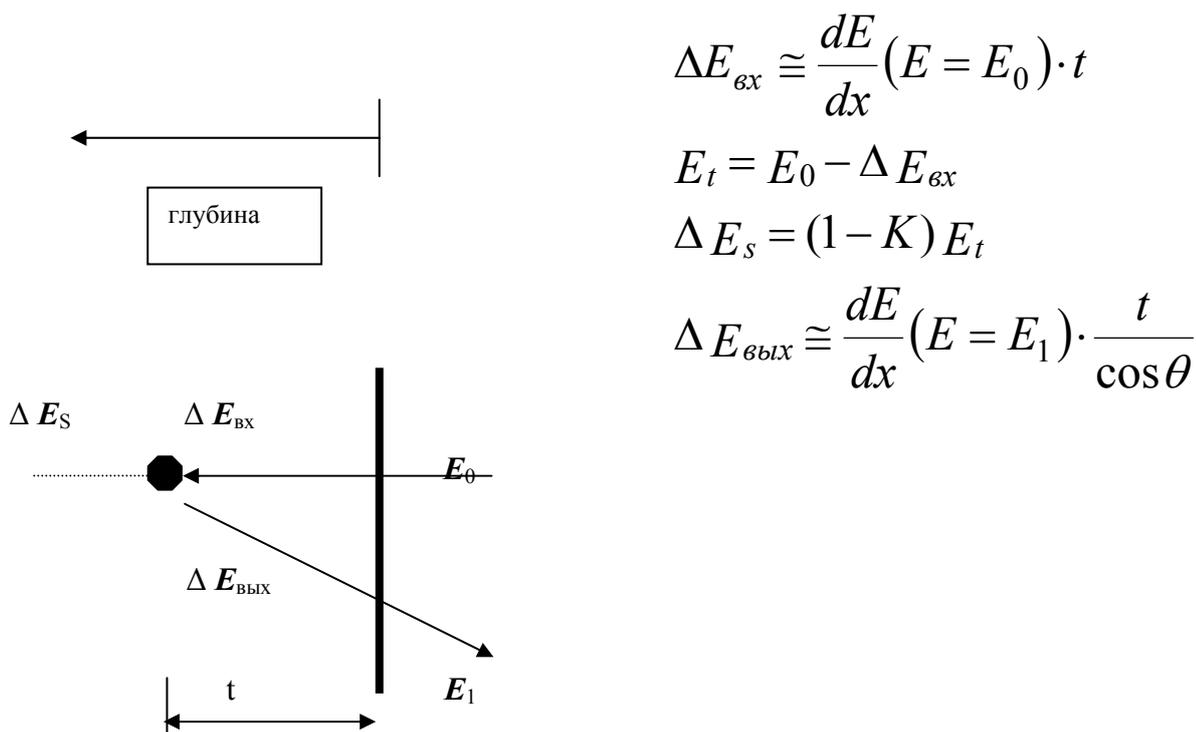


Рис.1. Слагаемые потерь энергии для частицы, рассеивающейся на глубине t , в естественной последовательности: потери энергии $\Delta E_{\text{вх}}$ в результате электронного торможения на траектории входа в вещество; уменьшение энергии ΔE_s при упругом рассеянии; потери энергии $\Delta E_{\text{вых}}$ в результате электронного торможения на траектории выхода из вещества. Конечная энергия частицы равна $E_1 = E_0 - \Delta E_{\text{вх}} - \Delta E_s - \Delta E_{\text{вых}}$.

Проникая в твердое тело, высокоэнергетичные легкие ионы, такие как ${}^4\text{He}$, теряют энергию преимущественно на возбуждение и ионизацию атомов в неупругих столкновениях – имеют место так называемые «электронные потери энергии». При микроскопическом рассмотрении передача энергии частицей на возбуждение и ионизацию атомов среды

представляет собой дискретный процесс. Однако при микроскопическом описании естественно считать, что движущиеся ионы теряют энергию непрерывно. Все, что нужно от такого описания, - это средние потери энергии для ионов, проникающих в заданный материал.

Чтобы измерить потери энергии, нужно определить две величины: расстояние Δt , которое ион проходит в мишени, и потерю энергии ΔE на этом расстоянии. Плотность ρ и концентрация атомов N обычно объединяются с этим расстоянием в выражения вида $\rho \Delta t$ или $N \Delta t$, задающие количество вещества на единицу площади или число атомов на единицу площади, через которую должно пройти излучение, чтобы оставить в мишени энергию ΔE . Существуют различные способы описания энергетических потерь. Обычно для этого используют следующие величины:

В последнее время величина $(1/N)dE/dx$ принята большинством авторов за определение сечения торможения ε . Можно показать, что тормозная способность dE/dx описывается следующим выражением¹:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi Z_1^2 e^4}{E} \cdot NZ_2 \cdot \frac{M_1}{m_e} \ln \frac{2m_e v^2}{I}$$

$$\left[\frac{dE}{dx} \right] = \frac{\text{эВ}}{\text{А}^0}, \left[\frac{dE}{\rho dx} \right] = \frac{\text{эВ} \cdot \text{см}^2}{\text{мг}}, [\varepsilon] = \left[\frac{dE}{N dx} \right] = \frac{\text{эВ} \cdot \text{см}^2}{\text{атом}} = \text{эВ} \cdot \text{см}^2$$

в котором $E = M_1 v^2 / 2$, N есть концентрация атомов в тормозящей среде, а I средняя энергия возбуждения электрона (для большинства элементов примерно равна $10Z_2$ эВ). В это выражение дают вклад два вида процессов:

1. Столкновения с малыми прицельными параметрами и большими передачами импульса, когда траектория частицы пересекает орбиты электронов.
2. Столкновения с большими прицельными параметрами и малыми передачами импульса, когда частица пролетает вне электронных орбит.

Оба вклада примерно равны для скоростей частиц используемых в РОР.

Процесс потери энергии быстро движущейся в среде частицей состоит из случайной последовательности независимых столкновений между частицей и электронами атомов твердого тела. В мишени, состоящей более чем из одного элемента, потери энергии складываются из потерь на отдельных элементах с весом, равным относительному содержанию

¹ Полная формула для энергетических потерь, часто называемая формулой Бете, содержит релятивистские поправки при больших скоростях и учитывает тот факт, что сильно связанные электроны внутренних оболочек не дают вклада в торможение. Для ионов гелия в диапазоне энергий порядка нескольких мегаэлектронвольт релятивистские эффекты пренебрежимо малы и, кроме того, практически все электроны мишени ($n=NZ_2$) участвуют в торможении.

элементов. Этот постулат известен, как правило Брэгга, и им пользуются при обработке спектров с помощью стандартных программ обработки спектров POP. Одна из программ обработки спектров POP достаточно хорошо известна – это RUMP ERD (взять программу можно на сайте производителя по адресу www.genplot.com).

Существует предположение о постоянстве значений торможения вдоль траекторий, направленных как в глубь, так и наружу образца, которое приводит к линейному соотношению между шириной сигнала ΔE и глубиной t , на которой происходит рассеяние. Это предположение оправдано для тонких пленок с толщиной до 1000 \AA . Поэтому при вычислении dE/dx можно «использовать поверхностную аппроксимацию энергии», согласно которой ширина сигнала ΔE_0 зависит от толщины слоя Δt следующим образом:

$$\Delta E_0 = \Delta t[S_0] = \Delta t \left[K \frac{dE}{dx} \Big|_{E=E_0} + \frac{1}{|\cos \theta|} \frac{dE}{dx} \Big|_{E=KE_0} \right]$$

где индексы «0» указывают на поверхностную аппроксимацию энергии.

Когда толщина пленки, а вместе с ней и длина пути ионов, становится значительной, можно использовать более точное приближение, аппроксимируя dE/dx постоянным значением при некоторой средней энергии $\langle E \rangle$, промежуточной между энергиями на обоих концах каждой траектории. При такой аппроксимации зависимость $\Delta E(\Delta t)$ отклоняется от линейной, для пленки 5000 \AA не более чем на 3%.

На рис.2 показан пример спектра POP. POP-спектр снимался с одного из образцов CoSi_2 . Хорошо виден пик от тяжелого элемента (в данном случае кобальта), который находится за сигналом от кремния. О том, что кобальт заглубленный говорит провал в спектре за сигналом от поверхности образца.

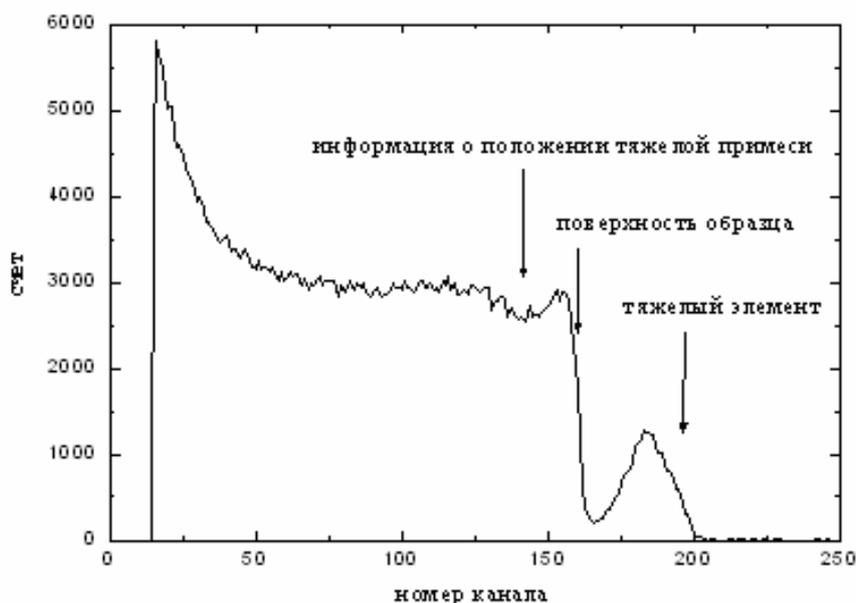


Рис. 2. Пример спектра POP.

Для обработки этого спектра используется стандартная программа RUMP ERD. Результатом обработки является информация о распределении элементов по глубине.

Резерфордовское обратное рассеяние каналированных ионов (РОРКИ)

Выше рассматривалось использование метода РОР для элементарного анализа поликристаллических образцов. Однако, наиболее полно проявляются достоинства этого метода при исследовании монокристаллов.

Метод РОР в сочетании с эффектом каналирования позволяет проводить структурный анализ, а также анализ разрушений поверхности и приповерхностных слоев твердого тела. Этот метод позволяет определять профиль концентрации дефектов по глубине и общую концентрацию дефектов в диапазоне от нескольких процентов до полной аморфизации. Метод РОР каналированных ионов (РОРКИ) дает возможность непосредственно измерять долю примесных атомов, находящихся в узлах кристаллической решетки.

Движение ионов в монокристаллах отличается от движения в неупорядоченных веществах. Это связано с наличием в кристаллических телах открытых каналов вдоль плотноупакованных атомных рядов и плоскостей. Попавший в такой канал ион, двигаясь в нем, испытывает направляющее действие коррелированных столкновений с атомами решетки, если угол φ между его импульсом и осью канала не превышает некоторой критической величины.

Согласно Линдхарду [5] такая каналированная частица рассеивается на цепочке атомов, не приближаясь к ее центру ближе чем на расстояние порядка радиуса экранирования Томаса-Ферми ($R_F \sim 0,1-0,2 A^0$). Таким образом, все процессы взаимодействия, требующие прицельных параметров $r_{min} < R_F$, как рассеяние на большие углы, ядерные реакции и прочие, исключены для атомов, расположенных в атомных цепочках. Если атомы расположены в междуузельных положениях в канале, то эти процессы не подавлены.

Критический угол каналирования для осевого случая для средних энергий ионов в дается формулой:

$$\psi_{1/2} = \alpha \cdot \left(\frac{2 Z_1 Z_2 e^2}{E d} \right)^{1/2}$$

где $Z_{1,2}$ - порядковые номера движущейся частицы/атома решетки соответственно, e - заряд электрона, E - энергия частицы, d - расстояние между атомами в цепочке, α - коэффициент, зависящий от амплитуды тепловых колебаний атомов решетки ($\alpha \sim 0,8-1,2$). Величина критического угла каналирования для легких ионов с энергией порядка 1 МэВ приблизительно равна 1^0 . Частица движется в режиме каналирования, если угол φ между его импульсом и атомным рядом или плоскостью не превышает критического значения, в противном случае частица движется в кристалле как в аморфном веществе, не чувствуя структуры решетки. Однако, даже в идеальном случае, когда пучок ионов входит в кристалл параллельно одной из

главных осей, не все частицы попадают в режим каналирования. Часть частиц, падающих на кристалл в пределах $r_{min} < R_F$ около атомного ряда испытывает сильное рассеяние и отклоняется на угол, больший критического. Таким образом, ионный пучок разделяется на две компоненты: каналированный пучок, содержащий 95-98% падающих частиц, и неупорядоченный пучок. Важным является то обстоятельство, что каналированная частица не может приблизиться к узлу решетки ближе расстояния R_F и все физические процессы, для которых необходимо более сильное сближение (обратное рассеяние, ядерные реакции) для нее невозможны. Следовательно, для таких процессов в случае ориентированного пучка наблюдается сильное уменьшение выхода по сравнению с неориентированным облучением.

На рис.3 приведены энергетические спектры ионов гелия ($E=1,7\text{МэВ}$) рассеянных на угол 160° на монокристалле кремния при двух различных ориентациях образца.

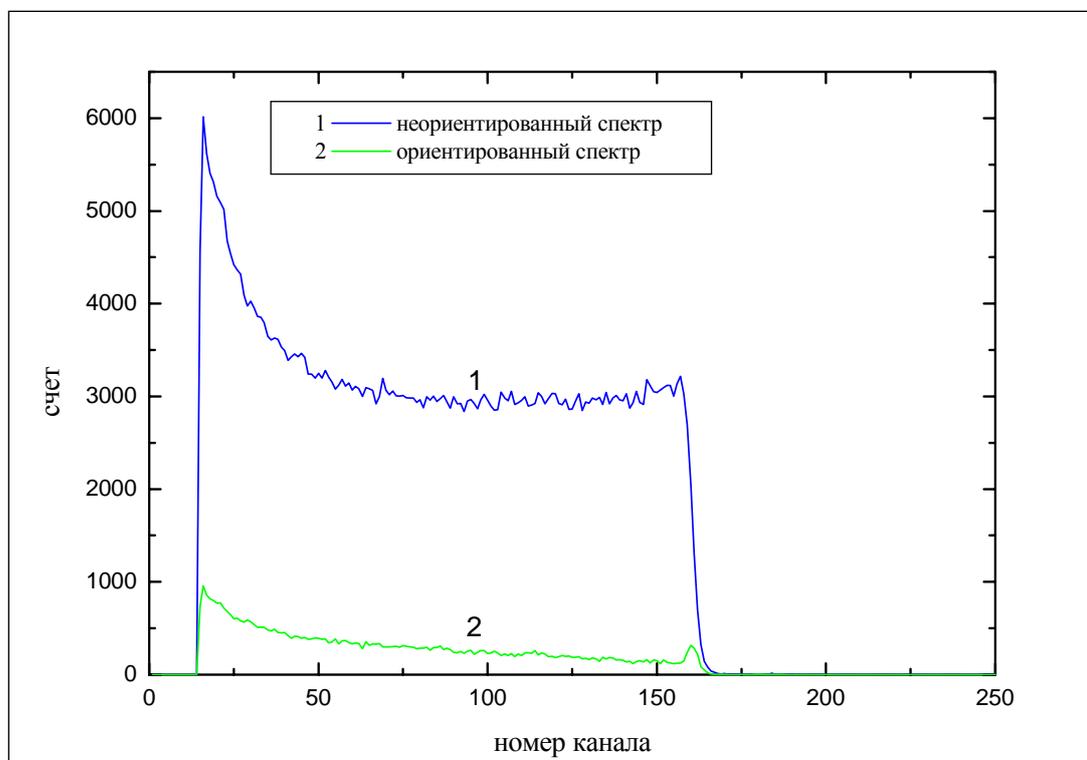


Рис.3. Энергетическое распределение рассеянных ионов гелия на монокристалле кремния: 1 неориентированное облучение, 2 ориентированное вдоль (100) облучение.

Наблюдается резкое подавление выхода рассеянных частиц. Пик в высокоэнергетическом конце спектра 2 обусловлен рассеянием на торцах цепочек и дефектном поверхностном слое кристалла. Некоторое возрастание выхода с глубиной вызвано рассеянием каналированных ионов на дефектах внутри канала и деканалированием из-за тепловых колебаний атомов решетки.

Наличие слоя с поврежденной структурой приводит к резкому возрастанию выхода обратного рассеяния. Кривая 3 на рис.4 в принципе содержит информацию о профиле

распределения дефектов по глубине. Таким образом, для того, чтобы получить профиль дефектов в образце необходимо снять следующие спектры:

- Спектр от неориентированного кристалла для исходного (необлученного) образца, в данном случае кремния.
- Спектр от ориентированного кристалла для исходного (необлученного) образца, в данном случае кремния.
- Спектр от ориентированного кристалла для облученного образца, в данном случае кремния с имплантированным кобальтом.

В дальнейшем спектры обрабатываются с помощью программы RADDAM, формулы для расчетов профиля дефектов взяты из [6].

Для определения типа дефектов необходимо спектры, изображенные на рис.3, снять при разных энергиях. Метод определения типа дефектов и формулы для вычислений даны в [7].

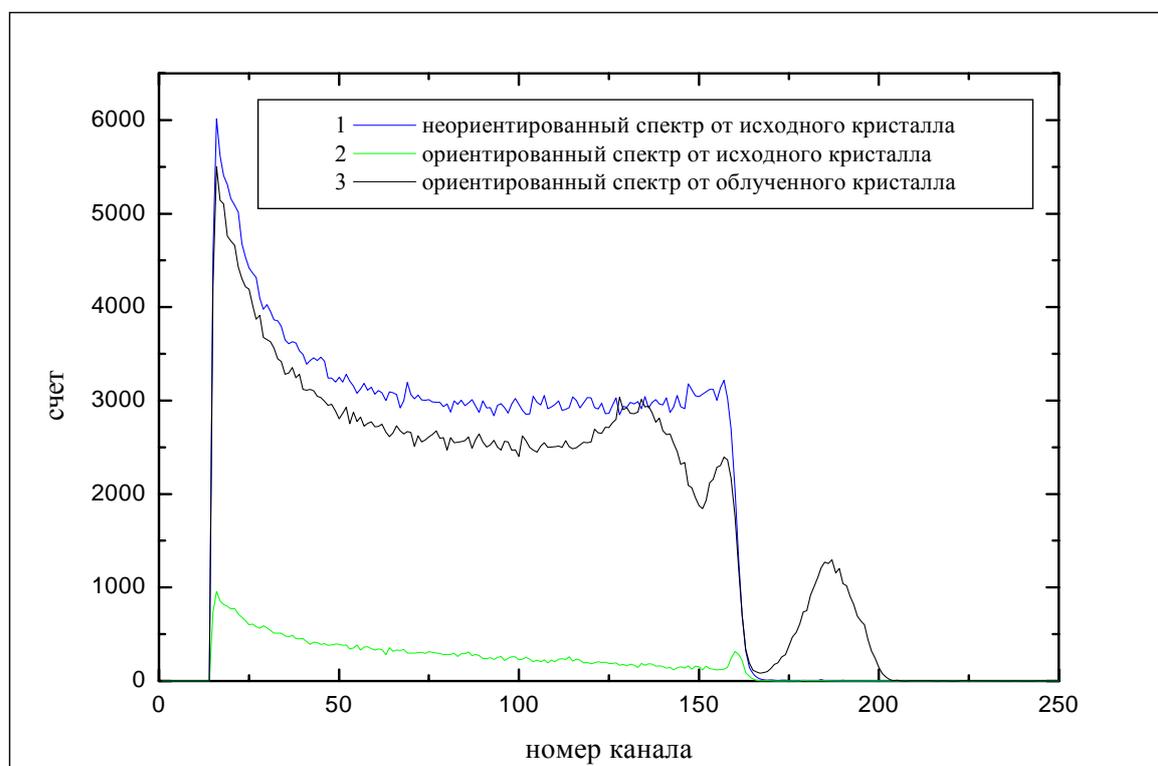


Рис.4. Спектры необходимые для получения профиля дефектов в образце.

Вторичная ионная масс спектроскопия (ВИМС)

Для исследования профилей распределения кобальта по глубине используется, также, вторичная ионная масс-спектроскопия. ВИМС дает информацию о структуре (по наличию набора осколков молекул образца) и молекулярном весе (по появлению рядом с исходным пиком пика ионов, возникающего в результате захвата протона) и является методом, позволяющим регистрировать все элементы, включая водород.

Метод ВИМС связан с сильным разрушением образца, так как в основе лежит процесс распыления. Скорость распыления зависит от:

- массы, энергии и угла наклона бомбардирующих ионов;
- массы атомов образца, поверхностной энергии связи образца;
- плотности тока первичного пучка (ток пучка / площадь раstra).

Первые два пункта содержатся в выходе распыления (распыленные атомы / падающий ион). Выход распыления в зависимости от атомного номера элемента таков, что зависимость не является монотонной, а выполняются периоды из периодической таблицы. Более того, состав мишени изменяется из-за эффектов вбивания, селективного распыления и имплантации.

ВИМС значительно превосходит прочие методы по минимально обнаружимой концентрации. В некоторых случаях, для элементов с малой энергией ионизации, достигим порог чувствительности, соответствующий молярной доле элемента до 10^{-7} %. В ВИМС информация о химических соединениях получается путем использования характеристических спектров. Чувствительность ВИМС сильно меняется от элемента к элементу и от матрицы к матрице. Проведение полуколичественного и даже количественного анализа возможно при использовании программ вычисления поправок или градуировочных кривых. В отличие от других методов, количественный анализ непосредственно по амплитудам пиков здесь невозможен.

Глубина, с которой получается информация - это глубина выхода, то есть та глубина, на которой находились распыленные частицы до их эмиссии. Глубина выхода зависит от массы m_1 и энергии E_1 бомбардирующего иона и от массы m_2 и энергии E_2 атомов мишени, с которыми происходят столкновения. Чем выше энергия атомов отдачи, тем больше глубина, на которой они были первоначально расположены. Поэтому относительно малое число частиц выходит с глубины, превышающей 2 нм, вследствие передачи большой кинетической энергии, тогда как основная их часть происходит из зон, расположенных непосредственно ниже поверхности с глубиной выхода приблизительно 0.6 нм.

Масс-спектр представляет собой интенсивности вторичных ионов в зависимости от массы (m/z). Его получают при распылении образца с одновременным сканированием диапазона масс масс-спектрометром. Если поверхность образца распыляется очень медленно, удаляя менее 1 % верхнего монослоя, то спектр будет содержать информацию о том, какие элементы присутствуют на поверхности образца, и пики, соответствующие молекулярным частицам с более высокой массой. Глубинные профили получают, если вместо сканирования массы спектрометром в процессе распыления на монитор последовательно выводится одна или более масс благодаря быстрому включению массы из общего числа масс. Детектируемый сигнал из выбранных частиц получается по мере возрастания глубины. Получение глубинного профиля - это один из главных видов использования ВИМС.

Пространственное разрешение метода 1 нм. Количественный анализ проводится с использованием эталонов. Имеется возможность проведения изотопного анализа, получения информации о группировках частиц и послойного анализа до 2 мкм.

ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

В эксперименте использовали пластины кремния n-типа проводимости диаметром 75 мм марки 1А2. Имплантацию $^{59}\text{Co}^+$ в кремниевые подложки КЭФ-4,5 ориентации (100) проводили на сильноточном ускорителе ионов SCI 218 "BALZERS" находящемся в МИСИС. Энергия ионов составляла 180 кэВ, дозы имплантации 1×10^{16} ; (1; 2; 3) $\times 10^{17} \text{см}^{-2}$ и плотности ионного тока 5; 15; 30; 80 мкА/см². Для предотвращения эффектов каналирования ионная имплантация проводилась под углом 7° по отношению к нормали к подложке. Для контроля распределения интенсивности ионного пучка по вертикали в рабочей камере на специальном держателе смонтированы шесть цилиндров Фарадея, расположенных на одной линии под углом 45° к направлению перемещения пучка. Сигналы с цилиндров выводятся на осциллограф. Устанавливая с помощью фокусирующих ионный пучок магнитных квадрупольных линз одинаковую амплитуду пиков на экране осциллографа, можно добиться указанной однородности легирования в интенсивных режимах облучения.

Для осуществления процессов ионно-лучевого синтеза диэлектрических и проводящих слоев в кремнии необходим нагрев образца до начала процесса имплантации. Для этой цели в рабочей камере ускорителя смонтировано устройство лампового нагрева образцов. Оно состоит из восьми галогенных ламп КГ-220-1000 мощностью 1 кВт, управляемых источником питания с обратной связью, осуществляющейся с помощью измерительной термопары. Данная конструкция системы питания ламп позволяет поддерживать постоянную температуру в заданной точке (месте нахождения термопары). С помощью описанного устройства возможен нагрев образцов диаметром 30-100 мм до температуры 100-700 °С. Расположено устройство с обратной стороны, облучаемой пластины.

Пучок ионов He^+ с энергиями 1.0-2.2 МэВ проходит через электромагнитный анализатор (1), систему диафрагм (2,3), ограничивающих размеры и, при необходимости угловую расходимость пучка на мишени (11). Диаметр пучка обычно составляет 0,5-1 мм. Мониторирование пучка, необходимое для измерения спектров на одинаковую дозу падающих ионов, осуществляется путем периодического перекрывания пучка алюминиевой мишенью с напыленным на нее слоем золота, совершающей вращательное движение (4). Частицы, рассеянные на большой угол в положении перекрывания пучка, регистрируются кремниевым поверхностно-барьерным детектором (6). Сигналы детектора, амплитуда которых пропорциональна энергии регистрируемой частицы, после усиления подаются на дифференциальный дискриминатор, который вырабатывает стандартные импульсы, если амплитуда импульса спектрометрического тракта, а, следовательно, энергия частицы лежит в заданном интервале, отвечающем рассеянию на атомах золота. Стандартные импульсы дискриминатора поступают на пересчетный прибор. Ионы, прошедшие мониторинговую систему (в положении пропускания пучка), попадают на исследуемый образец. Точность мониторинга числа прошедших ионов, таким образом, определяется стабильностью соотношения интервалов перекрывания и пропускания пучка. Обычно эта точность при наборе спектров выдерживается не хуже 1%.

Ионы, рассеянные образцом (11), регистрируются спектрометрическим детектором (6). Спектрометрический тракт устроен аналогично мониторинговому. Отличие состоит в том, что, во-первых, предъявляются более высокие требования к энергетическому разрешению как детектора, так и электроники, а, во-вторых, входные импульсы усилителя подаются на амплитудный анализатор, осуществляющий анализ импульсов по амплитуде и их накопление.

Исследуемый образец (11) устанавливается на гониометрической системе (10). В гониометре реализовано вращение образца вокруг трех осей и поступательное движение в двух направлениях, что позволяет исследовать различные участки поверхности образца, не изменяя ориентацию.

Спектрометрический детектор (6) также имеет возможность перемещаться по сфере, центр которой совпадает с центром вращения гониометра, в большом диапазоне углов рассеяния ионов. Все перемещения производятся с помощью шаговых двигателей, причем вращение образца вокруг горизонтальной и вертикальной осей вращения, лежащих в плоскости, параллельной поверхности образца, осуществляется с шагом $0,02^\circ$, вокруг оси, перпендикулярной поверхности образца, - с шагом 0,1мм. Детектор может перемещаться по углу с шагом $0,02^\circ$.

Для юстировки ионотракта используется стандартный гелий-неоновый лазер (8) и убирающееся зеркало (9). С помощью лазера производится юстировка коллимирующей системы и выбор исследуемого места образца.

В ионотракте и камере рассеяния (5) поддерживается достаточно высокий вакуум 10^{-6} мм рт. ст. Для уменьшения концентрации органических паров используются турбомолекулярные насосы, охлаждаемые водой. Но полностью избавиться от органики в вакууме не удастся из-за присутствия шаговых двигателей и использования резиновых уплотнений на органической основе.

Обратно рассеянные частицы регистрировались под углом 120 градусов при помощи кремниевого детектора. Сигнал с детектора поступал на предусилитель собственного изготовления, с полевым транзистором 2N5434 в первом каскаде. Благодаря использованию транзистора с высокой крутизной (порядка 80) и малым током утечки (около 0,1 пкА) спектры снимались с разрешением 17 кэВ на канал. Калибровка производилась по спектру альфа частиц с энергией порядка 2 МэВ.

Для обработки полученных результатов использовались следующие программы:

1. RUMP-ERD (www.genplot.com) для обработки спектров и получения профилей распределения кремния и кобальта.
2. DVBS дубненская программа обработки POP спектров (в качестве альтернативной).
3. RADDAM программа для расчета профилей радиационных дефектов.
4. MATHCAD 2000 для расчета типа дефектов.

ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Проведены исследования образцов кремния имплантированных ионами кобальта при различных условиях (различные дозы и плотности ионного тока), как непосредственно после имплантации, так и после проведенной термообработки. Результаты эксперимента, в виде спектров РОР, представлены ниже.

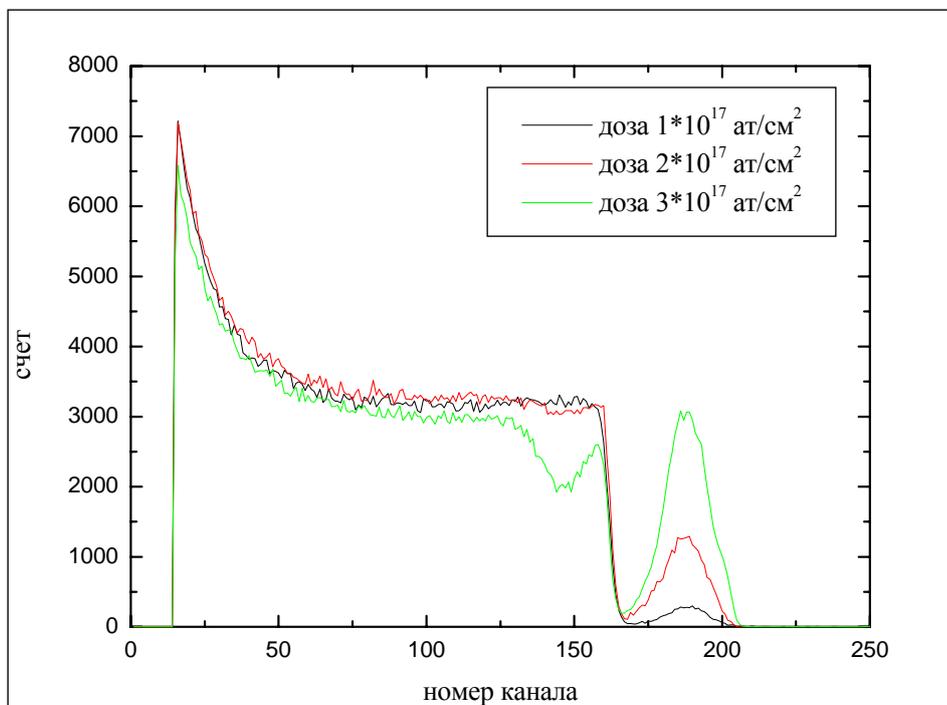


Рис. 6. Спектры РОР ионов гелия для образцов с различными дозами имплантации.

На рис.6, приведены спектры РОР для образцов с различной дозой имплантации. Видно, что с ростом дозы увеличивается пик соответствующий рассеянию ионов гелия на кобальте, а также изменение формы спектра (уменьшение выхода рассеяния на матрице) на глубине залегания примеси.

На рис.7 слева приведены ориентированный $\langle 100 \rangle$ и неориентированный спектры для образца имплантированного ионами кобальта с энергией 180 кэВ, дозой $2 \cdot 10^{17}$ и с плотностью тока имплантации 5 мкА/см^2 . Видно, что при данной плотности имплантации происходит частичное выстраивание кобальта вдоль оси $\langle 100 \rangle$. На том же рисунке справа приведены спектры для данного образца после термического отжига $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ в течении 30 мин. Как видно из неориентированного спектра, профиль распределения кобальта заметно сузился и концентрация в центре распределения увеличилась. Ориентированный спектр показывает, что после отжига примерно 80% кобальта расположились вдоль оси $\langle 100 \rangle$. Одновременно, резкое

понижение ориентированного спектра для кремния указывает на заметный отжиг радиационных дефектов в кремнии.

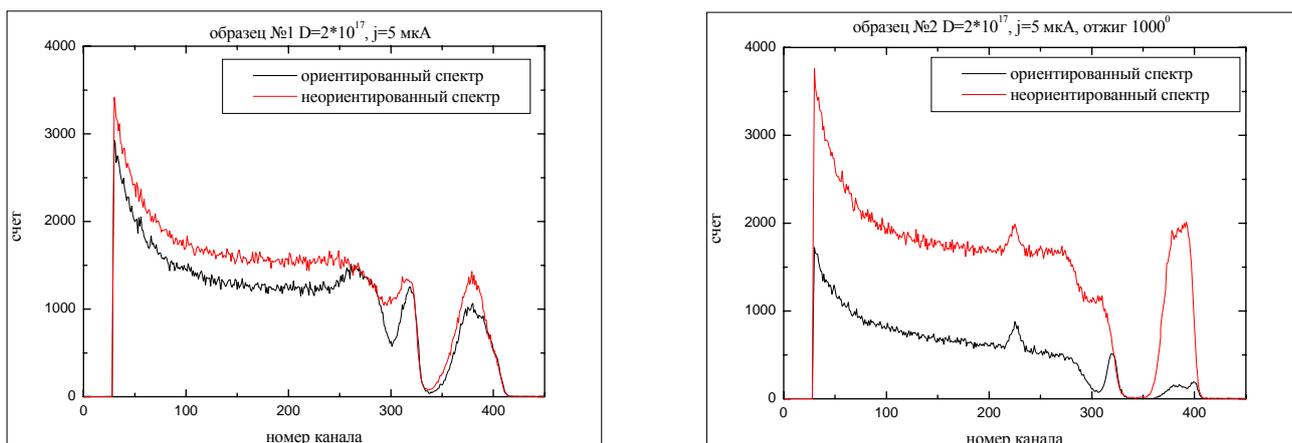


Рис.7. Ориентированный $\langle 100 \rangle$ и неориентированный спектры для образца имплантированного ионами кобальта с энергией 180 кэВ, дозой $2 \cdot 10^{17}$ ат/см² и с плотностью тока имплантации 5 мкА/см²

Следующие образцы отличались от предыдущего плотностью тока ионной имплантации на рис.8 это 15 мкА, а на рис.9 - 30 мкА. Эти спектры позволяют проследить токовую зависимость.

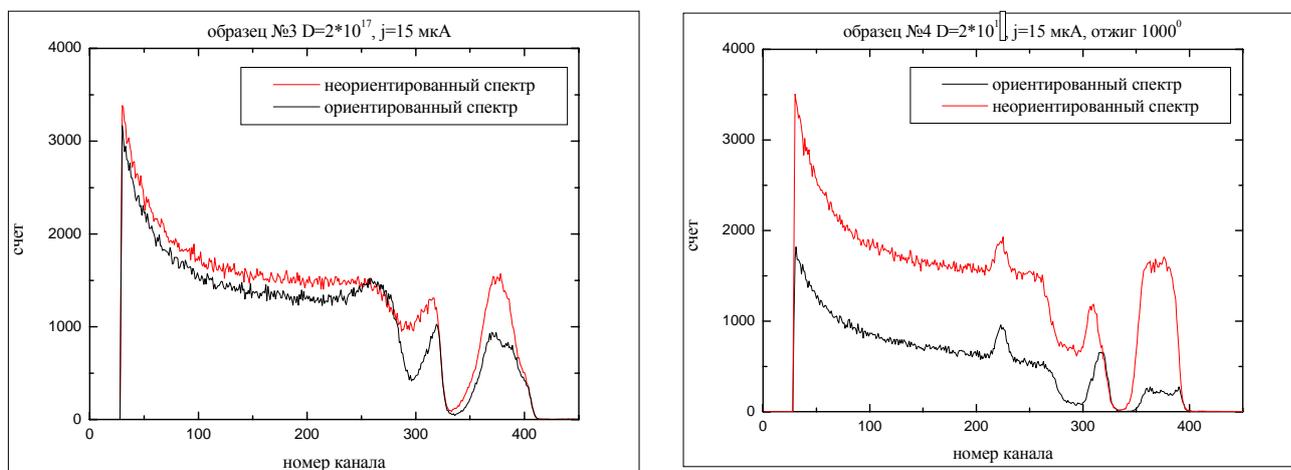


Рис.8. Ориентированный $\langle 100 \rangle$ и неориентированный спектры для образца имплантированного ионами кобальта с энергией 180 кэВ, дозой $2 \cdot 10^{17}$ ат/см² и с плотностью тока имплантации 15 мкА/см².

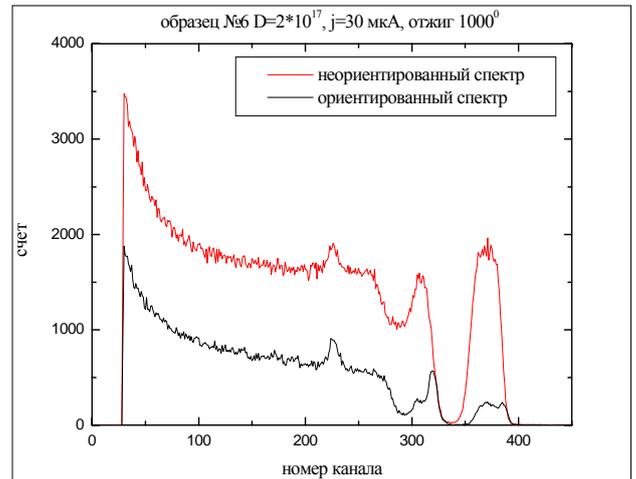
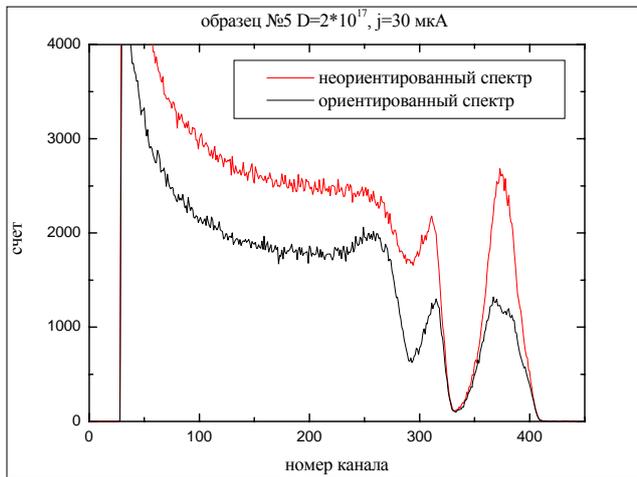


Рис.9. Ориентированный $\langle 100 \rangle$ и неориентированный спектры для образца имплантированного ионами кобальта с энергией 180 кэВ, дозой $2 \cdot 10^{17}$ ат/см² и с плотностью тока имплантации 30 мкА/см²

Сопоставляя спектры, изображенные на рисунках 7 - 9 можно заметить, что с увеличением плотности ионного тока проявляется самоотжиг образцов. Дефекты и в кремнии и в кобальте частично отжигаются тем больше, чем больше плотность ионного тока. Картина же после отжига почти ничем не отличается от рассмотренной выше для рис.7. Единственно, можно заметить что кобальт, соблюдая химические правила, выстраиваясь вдоль $\langle 100 \rangle$, образует дисилицид (пик кобальта имеет П-образную форму, и на спектре от кремния видна та же П-образная яма соответствующая заглубленному кобальту).

На всех спектрах после отжига на спектре кремния видны маленькие пики - это кислород. По всей видимости, при термической обработке был недостаточно хороший вакуум, вследствие чего на образцах появилась окись кремния SiO₂.

Предварительные результаты можно свести к следующей таблице:

образец	$\chi(\text{Si}), \%$	$\chi(\text{Co}), \%$
$1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}, 180 \text{ keV}$		
15 мкА/см ²	71	77
15 мкА/см ² , 900 °C, 30 min	42	18
$2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}, 180 \text{ keV}$		
5 мкА/см ²	88	80
5 мкА/см ² , 1000 °C, 30 min	29	8
15 мкА/см ²	82	64
15 мкА/см ² , 1000 °C, 30 min	9	4
30 мкА/см ²	90	77
30 мкА/см ² , 1000 °C, 30 min	26	13

ГЛАВА 4. ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментальные спектры, полученные методом POP, обрабатывались с помощью программ RUMP ERD и DVBS. Данные программы позволяют рассчитывать профили элементов (распределение по глубине) путем послойного моделирования. В программе фирмы GENPLOT можно моделировать до 15 слоев, состоящих из различных элементов с разной концентрацией, что вполне достаточно для данной задачи. Описание программы и принцип действия подробно описан в [8].

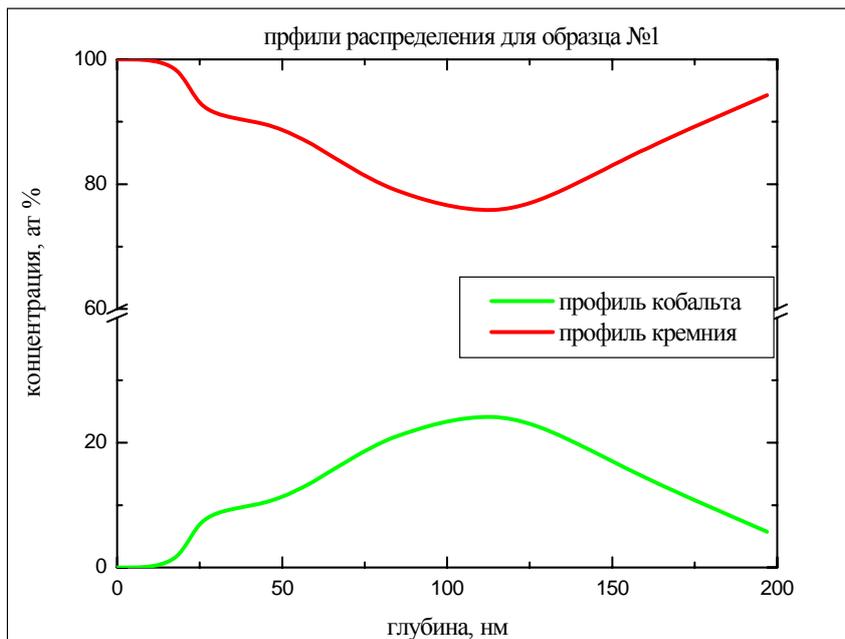


Рис.10. Профили распределения для образца №1 ($E=180$ кэВ, доза $2 \cdot 10^{17}$ ат/см², плотность тока 5 мкА/см²)
Рассчитанные с помощью программы RUMP ERD

На рис.10 показаны профили распределения рассчитанные с помощью программы RUMP ERD. Видно, что кобальт заглублен, максимум распределения находится примерно на расстоянии 110 нм, что не плохо согласуется с данными полученными с помощью ВИМС. Видно, также, что дозы и плотности тока еще не достаточно для образования $CoSi_2$. Ниже, на рис.11, показаны профили распределения для тока 30 мкА, которого, как мы видели из экспериментальных спектров достаточно для процесса самоотжига. Здесь же показаны профили для того же образца, но после отжига с температурой 1000 °С. очень хорошо видно, что образовался слой дисилицида кобальта.

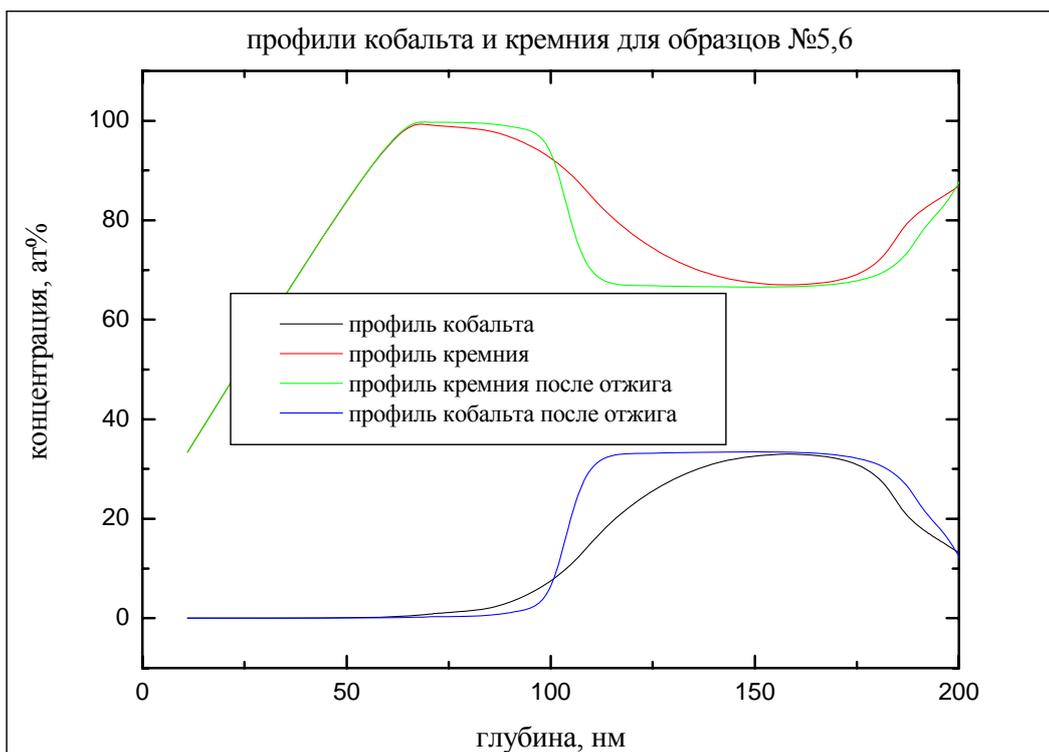


Рис.11.Профили распределения для образца №5 ($E=180$ кэВ, доза $2 \cdot 10^{17}$ ат/см², плотность тока 30 мкА/см²) и образца №6 ($E=180$ кэВ, доза $2 \cdot 10^{17}$ ат/см², плотность тока 30 мкА/см², отжиг 1000 °С 30 мин) рассчитанные с помощью программы RUMP ERD .

С помощью программы TRIM были рассчитаны профили распределения кобальта в кремнии для энергии первичных ионов Co^+ 180 кэВ при дозах $1 \cdot 10^{17}$, $2 \cdot 10^{17}$ и $3 \cdot 10^{17}$ ат/см². Именно при таких высоких дозах имплантации и энергиях образуется фаза дисилицида кобальта, и проводящий слой располагается на достаточной для применения в микроэлектронике глубине. Полученные профили распределения приведены на рис.12.

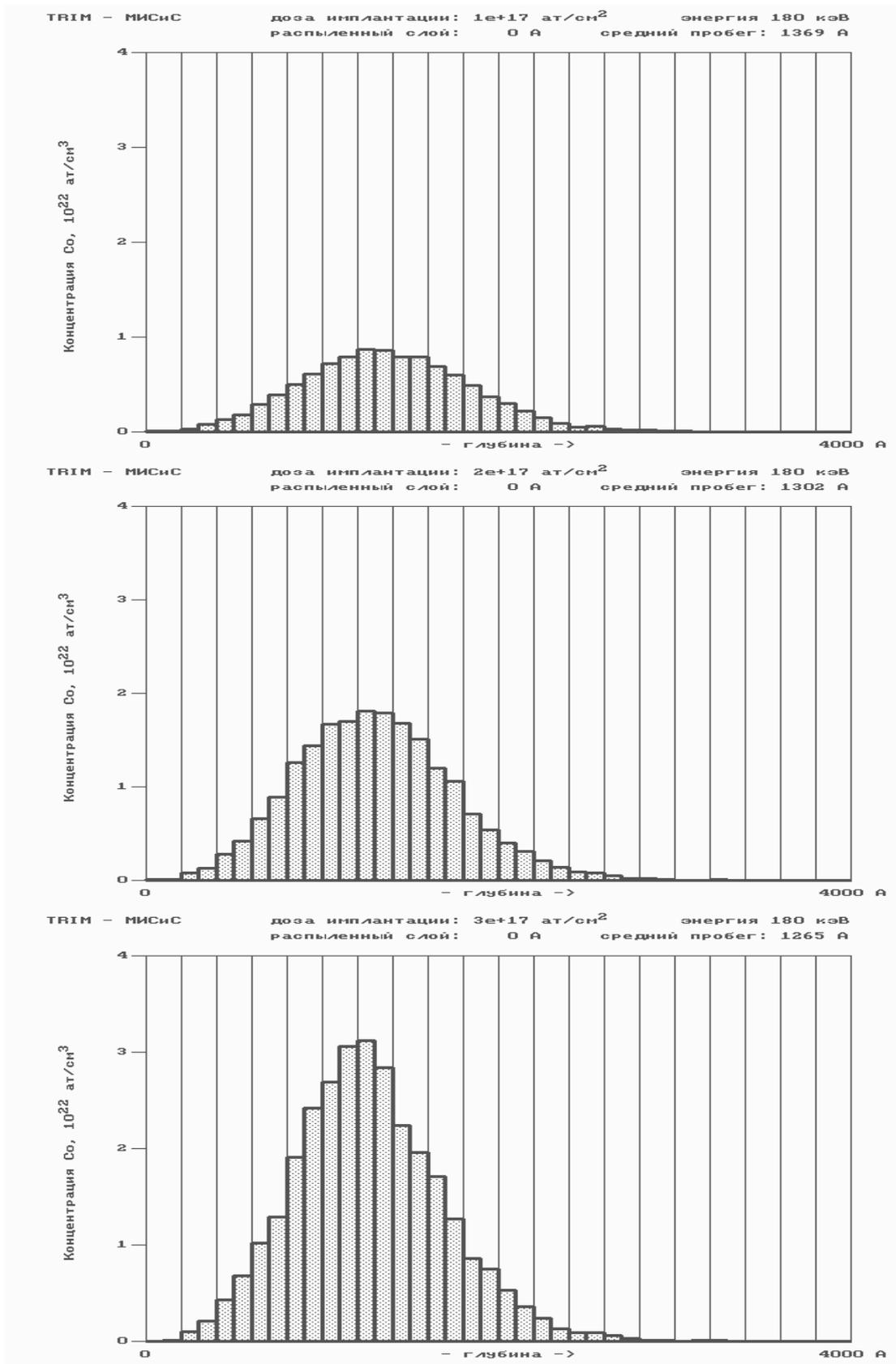


Рис.12. Профили распределения Co в кремнии для разных доз имплантации (результаты расчета программы TRIM).

С увеличением дозы имплантации профиль распределения ионов кобальта становится уже и его максимум смещается по направлению к поверхности.

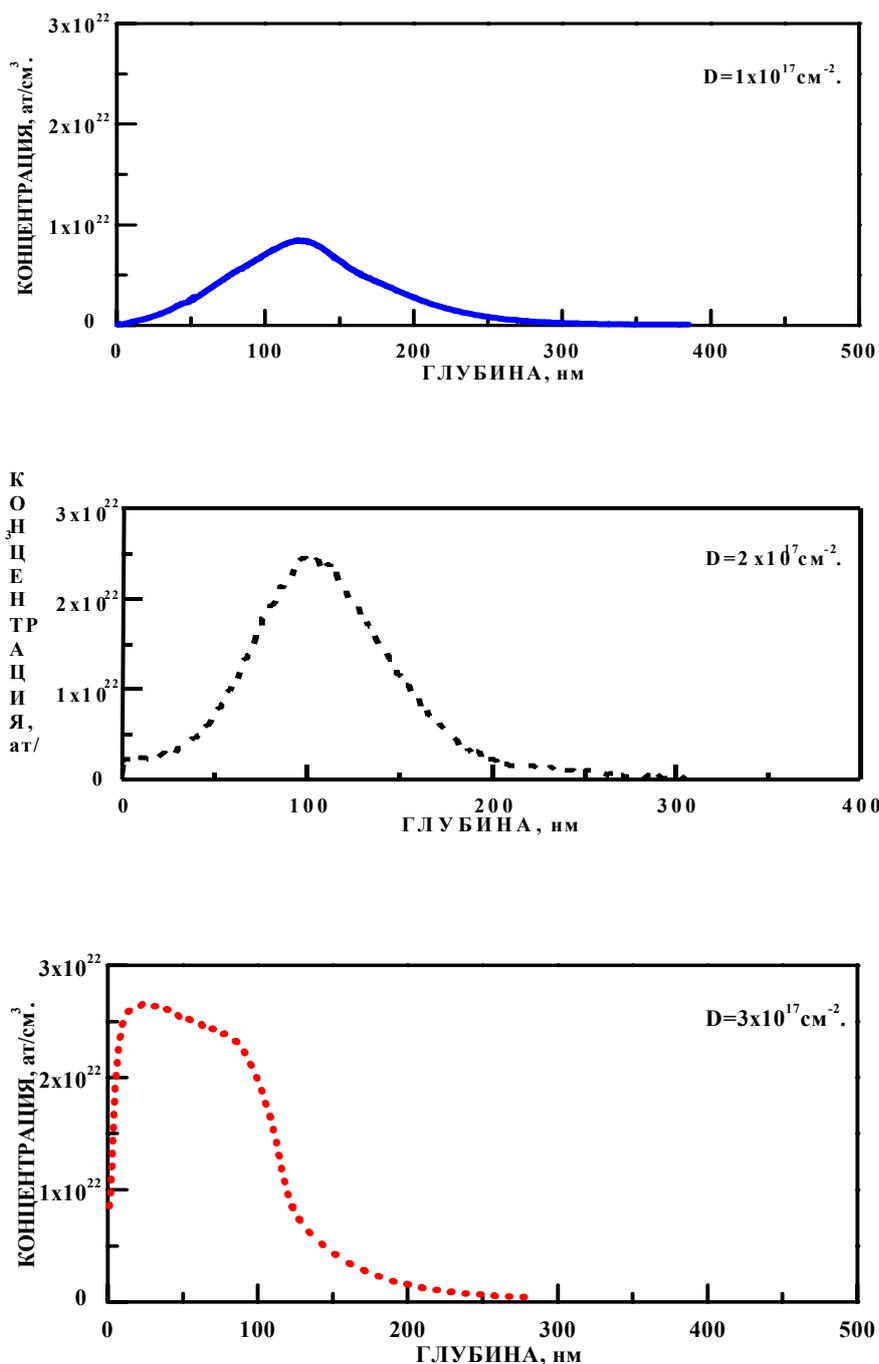


Рис.13. Экспериментальные профили распределения Co в кремнии для разных доз имплантации (полученные методом ВИС).

Для изучения влияния травления поверхности мишени во время имплантации в зависимости от дозы имплантации были исследованы образцы с различными дозами имплантации – $1 \cdot 10^{17}$, $2 \cdot 10^{17}$ и $3 \cdot 10^{17} \text{ ат/см}^2$, – все остальные параметры оставались постоянными. Профили распределения кобальта по глубине полученные методом ВИС приведены на рис.13.

Изменение положения и формы профиля распределения ионов по глубине является следствием не только эффекта торможения ионов из-за увеличения массы мишени за счет

повышения концентрации имплантируемых ионов в подложке, но и обусловлено травлением поверхности, особенно при имплантации тяжелых ионов. Так как в программе учитывается уменьшение пробега при росте концентрации кобальта, то сравнивая полученные расчетные профили с результатами ВИМС и POP можно оценить толщину распыленного слоя при данных условиях имплантации. В таблице указаны толщина распыленного слоя в зависимости от дозы имплантируемых ионов ($E=180$ кэВ, $j=15$ мкА/см²).

Доза имплантации, ат/см ²	Толщина распыленного слоя, нм
$1 \cdot 10^{17}$	7.5-12.5
$2 \cdot 10^{17}$	15-20
$3 \cdot 10^{17}$	70-80

Из полученных результатов следует, что толщина распыленного слоя практически не меняется при увеличении дозы от $1 \cdot 10^{17}$ ат/см² до $2 \cdot 10^{17}$ ат/см² и находится в пределах 7.5-20 нм. Увеличение толщины распыленного слоя до 70-80 нм, при дозе $3 \cdot 10^{17}$ ат/см², может быть связано с тем, что при увеличении времени имплантации происходит аморфизация приповерхностной области мишени и увеличивается скорость травления. При очень больших дозах может оказывать влияние не только процесс травления кремния, но и уже имплантированного кобальта, что связано с другим коэффициентом распыления и, соответственно, с другой скоростью распыления.

Для доз $1 \cdot 10^{17}$, $2 \cdot 10^{17}$ и $3 \cdot 10^{17}$ ат/см² при энергии имплантируемых ионов 180 кэВ были рассчитаны профили распределения ионов с учетом эффекта травления поверхности. Толщина распыленного слоя была выбрана равной 10 нм для дозы $1 \cdot 10^{17}$ ат/см², 18 нм для дозы $2 \cdot 10^{17}$ ат/см² и 75 нм для дозы $3 \cdot 10^{17}$ ат/см² исходя из экспериментальных результатов, представленных в табл. №1. Профили распределения ионов с учетом эффекта травления поверхности представлены на рис. 14, а средний пробег рассчитан и приведен в таблице.

Доза имплантации, ат/см ²	Средний пробег R_p , нм
$1 \cdot 10^{17}$	124
$2 \cdot 10^{17}$	118
$3 \cdot 10^{17}$	78

Видно, что распыление поверхности приводит к изменению положения профиля распределения, максимум профиля распределения сдвигается ближе к поверхности, не сильно изменяя его форму.

Для доз $1 \cdot 10^{17}$ и $2 \cdot 10^{17}$ ат/см² сравнение профилей ВИМС и РОР с результатами расчета вполне удовлетворительно. Так для дозы $1 \cdot 10^{17}$ ат/см² распределение кобальта имеет гауссианоподобный вид, максимум соответствует 8 ат. % содержания кобальта и находится на глубине приблизительно 120 нм.

Расчетный профиль существенно отличается от экспериментального для дозы $3 \cdot 10^{17}$ ат/см².

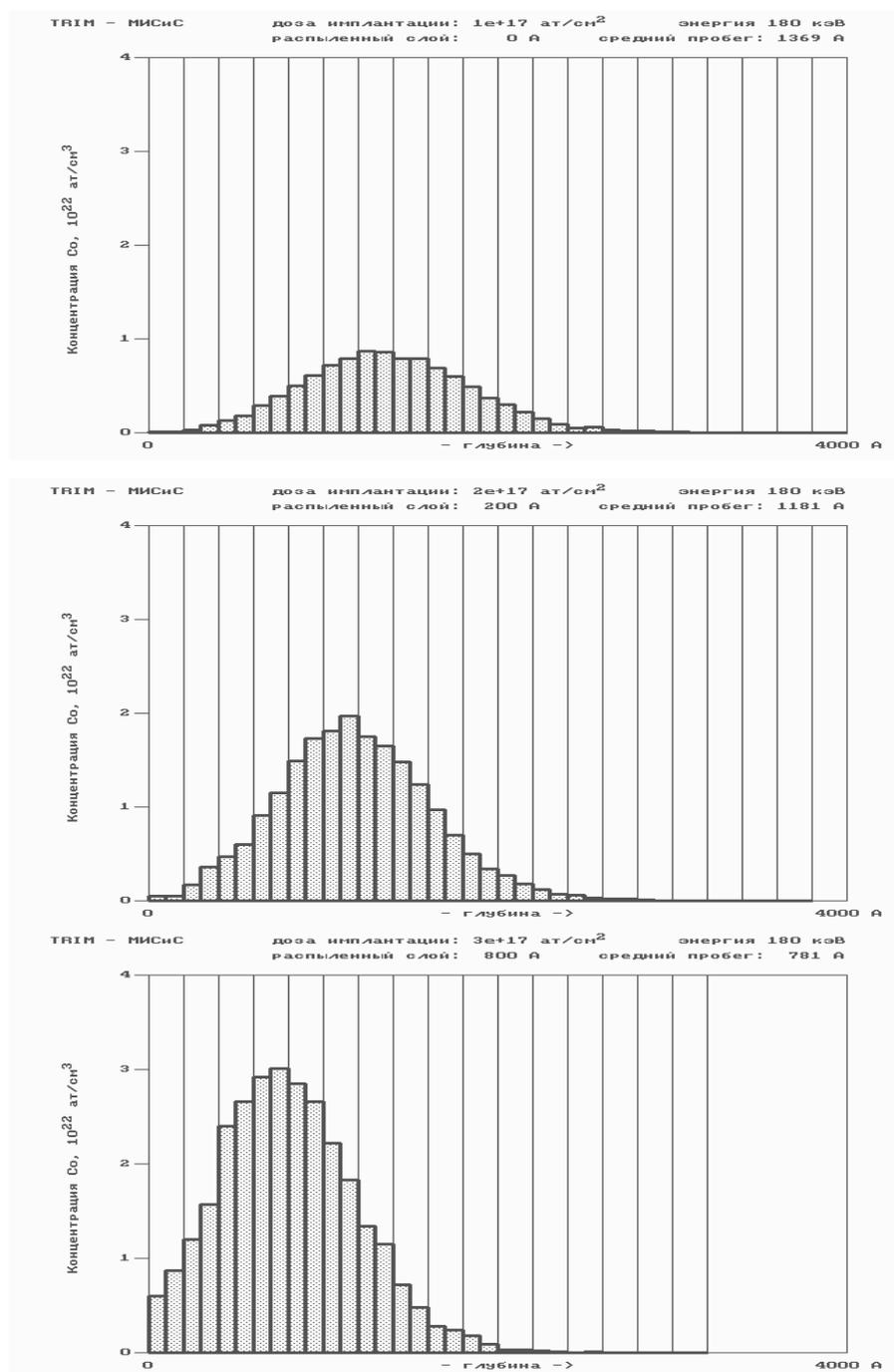


Рис. 14. Профили распределения Co в кремнии для разных доз имплантации (результаты расчета модернизированной программы TRIM с учетом травления).

Это связано с тем, что в программе не учитываются такие эффекты, как фазообразование и диффузия во время имплантации. При дозе имплантации $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, на профилях ВИМС и РОР максимум распределения кобальта уширяется, сдвигается к поверхности образца, его границы становятся резкими, а максимум П-образным, при этом концентрация Co возрастает до 33 %, что соответствует стехиометрическому составу CoSi_2 . Слой CoSi_2 лежит у поверхности и имеет толщину 90 нм.

Дозу, начиная с которой не происходит увеличения концентрации в максимуме распределения кобальта, называют критической. Эта доза соответствует условию формирования в кремнии сплошного слоя дисилицида кобальта, толщина которого увеличивается при дальнейшем увеличении дозы.

Избыточный кобальт будет перераспределяться на края профиля распределения, уширяя его. Для данных условий имплантации (энергия 180 кэВ, плотность тока 13 мкА/см^2) критическая доза составляет приблизительно $2 \cdot 10^{17} \text{ ат/см}^2$.

Пик распределения Co с увеличением дозы смещается к поверхности. На это влияет ряд факторов, сопровождающих высокодозовую имплантацию:

1. Постоянное изменение химического состава мишени (процесс фазообразования);
2. Распыление поверхности, из-за увеличения времени имплантации;
3. Перераспределение примеси в профиле вследствие диффузии и образования слоя соединения дисилицида кобальта.

Рассмотрим влияние каждого из этих факторов. Образование зародышей CoSi_2 в центре распределения Co приводит к увеличению плотности мишени ($\rho_{\text{CoSi}_2} = 4,95 \text{ г/см}^3 > \rho_{\text{Si}} = 2,33 \text{ г/см}^3$ и, таким образом, уменьшает проекционную длину пробега ионов Co (R_p). Вторым фактором, обуславливающим смещение пика распределения Co к поверхности, является распыление поверхности в результате выбивания атомов мишени налетающими ионами Co. С увеличением дозы растет время процесса имплантации, что приводит к большему распылению поверхностного слоя. Третьим фактором, влияющим на глубину залегания и форму пика распределения, является перераспределение имплантированного Co в профиле вследствие обратной диффузии и образования соединения, что влияет на положение пика распределения Co по отношению к поверхности пластины.

Для формирования непрерывных скрытых слоев CoSi_2 и для устранения радиационных дефектов решетки применялись два типа термической обработки (двухступенчатый отжиг, включающий в себя низкотемпературный, а затем высокотемпературный отжиг; и только высокотемпературный отжиг).

Низкотемпературный отжиг при 600°C проводили для образования большого количества зародышей и роста фазы CoSi_2 с наибольшим пересыщением по Co. При образовании силицидов кобальта, получаемых вжиганием тонкой пленки Co на Si(100), при температуре

выше 600°C обнаруживают только фазу CoSi₂, других силицидов кобальта не обнаруживают. При температуре ниже 600°C полученный слой состоял из раствора силицидов (Co₂Si, CoSi, CoSi₂). Температура 600°C выбиралась для получения максимального пересыщения.

После низкотемпературного отжига (600°C в течении 60 минут) распределение Co близко к распределению после имплантации (рис.15.). Профиль распределения для образца с дозой 1×10¹⁷ см⁻² остается гауссианоподобным, его максимум возрос до 15 ат%, а ширина на полувысоте уменьшилась до 110 нм. Для образца с дозой 3×10¹⁷ см⁻² (рис.16.) пик становится более П-образным, видна площадка пика при концентрации, соответствующей стехиометрическому составу CoSi₂ - 33 ат%.

Для формирования сплошного слоя CoSi₂ с резкими межфазными границами и отжига радиационных дефектов в имплантированных слоях проводили высокотемпературный отжиг.

Картина распределения Co по глубине при высокотемпературном отжиге (1000°C в течении 30 мин) для образцов с дозами 1×10¹⁷ см⁻² и 3×10¹⁷ см⁻² практически не изменилась. Для образца с дозой 1×10¹⁷ см⁻² максимум профиля распределения Co становится выше (20 ат%) и более узким (80 нм на полувысоте пика). Форма пика остается гауссианоподобной..

Для образцов с дозой имплантации 3×10¹⁷ см⁻² профиль распределения Co остается П-образным с максимумом, соответствующим 33 ат%.

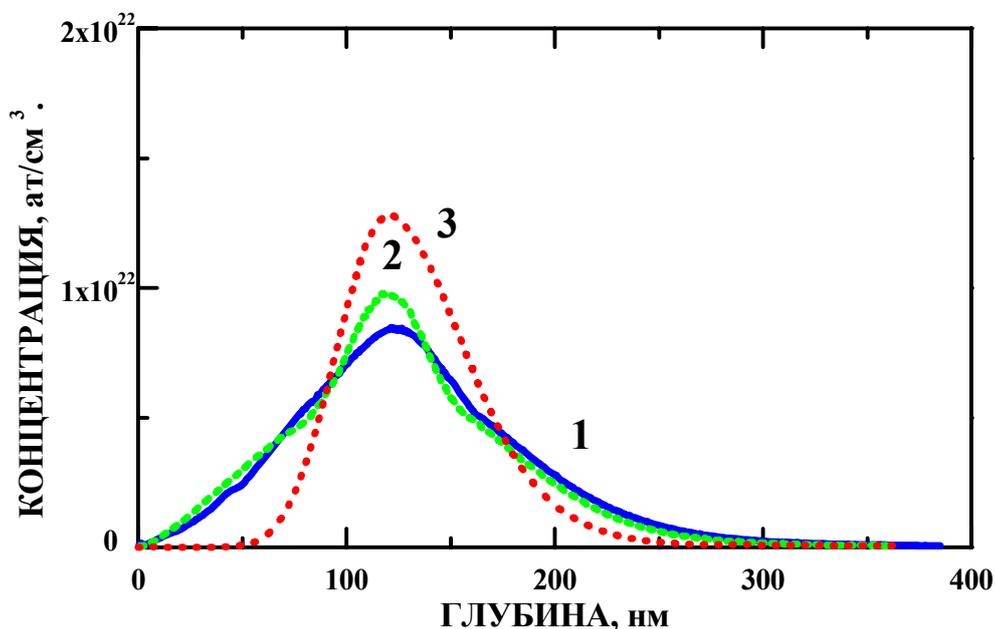


Рис. 15. Профили распределения кобальта в кремнии ($D = 1 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$, $E = 180 \text{ кэВ}$, $j = 15 \text{ мкА/см}^2$). 1 – после имплантации; 2 – $T=600^\circ\text{C}/60 \text{ мин}$; 3 – $T = 600^\circ\text{C}/60 \text{ мин} + 1000^\circ\text{C}/30 \text{ мин}$.

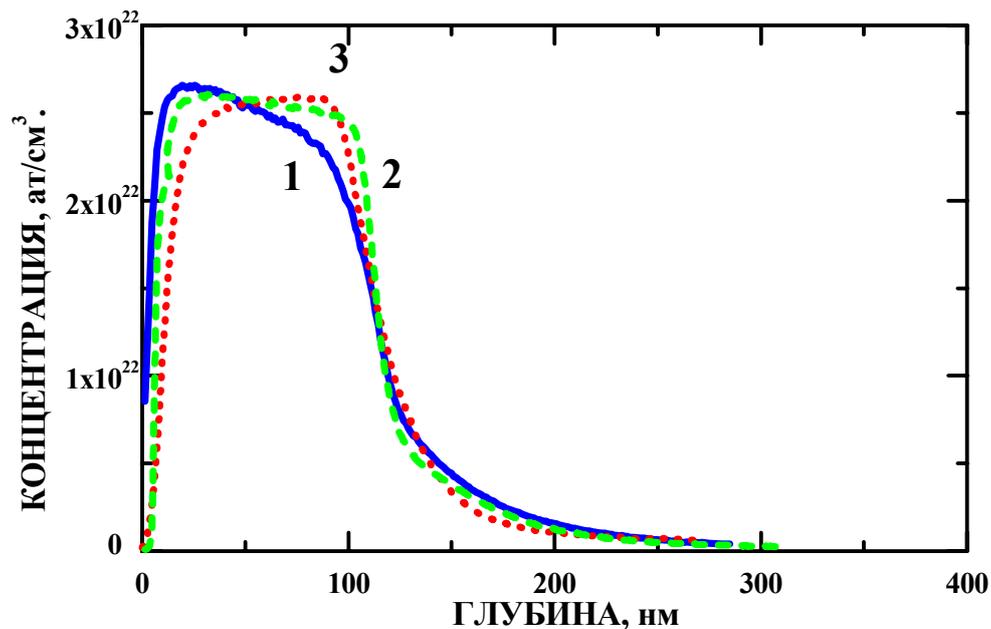


Рис.16. Профили распределения кобальта в кремнии ($D = 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$, $E = 180 \text{ кэВ}$, $j = 15 \text{ мкА/см}^2$).
1 – после имплантации; 2 – $T=600^\circ\text{C}/60 \text{ мин}$; 3 – $T = 600^\circ\text{C}/60 \text{ мин} + 1000^\circ\text{C}/30 \text{ мин}$.

Профиль распределения имеет резкие границы, подтвержденные данными ПЭМ (рис.17.).

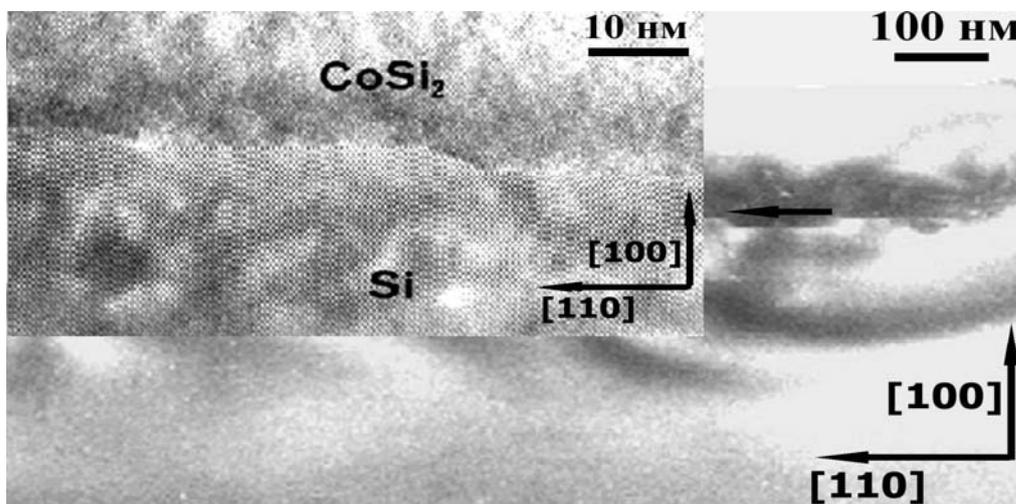


Рис.17. Изображение ПЭМ в “поперечном сечении” образца после отжига $1000^\circ\text{C}/30 \text{ мин}$ ($D=3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$, $J=15 \text{ мкА/см}^2$, $E=180 \text{ кэВ}$).

Для образца с дозой $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (рис.18.) профиль распределения из гауссианоподобного становится П-образным с величиной максимума распределения Co, соответствующей стехиометрическому составу CoSi_2 33 ат%, что говорит о формировании скрытого сплошного слоя CoSi_2 с резкой межфазной границей.

Как видно на микрофотографии ПЭМ, для образцов после отжига образуется непрерывный высококачественный монокристаллический слой CoSi_2 А-типа толщиной около

115 нм под слоем кремния 10 нм с резкими межфазными границами (рис.17.). На этом изображении отчетливо видно присутствие ступенек на нижней границе раздела скрытого слоя.

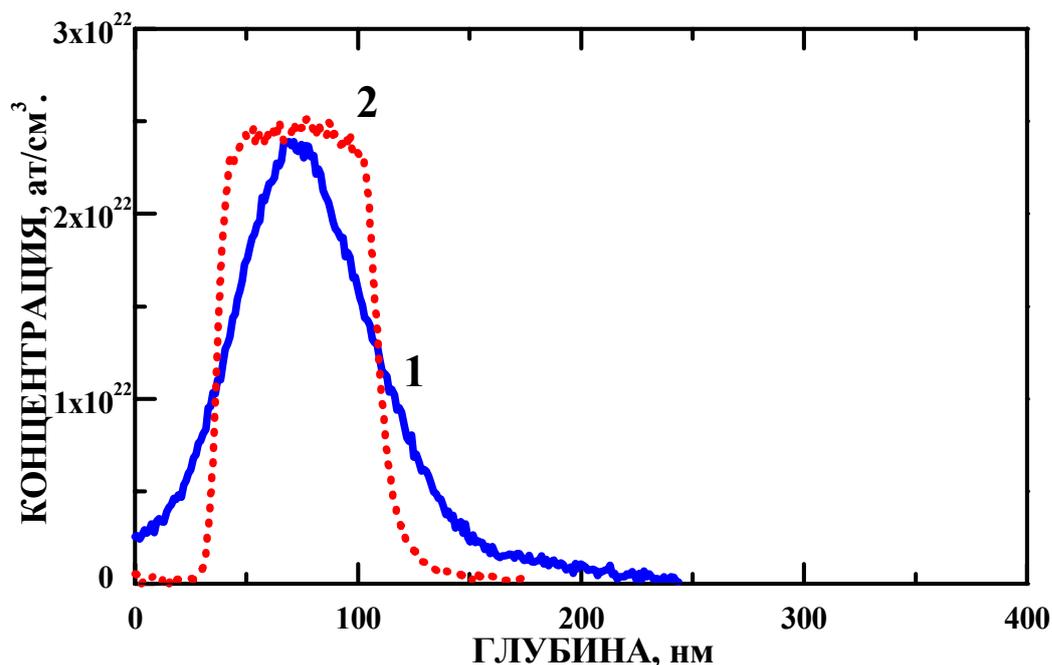


Рис.18. Профили распределения кобальта в кремнии ($D = 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$, $E = 180 \text{ кэВ}$, $j = 15 \text{ мкА/см}^2$).
1 – после имплантации; 2 – $T=1000^\circ\text{C}/30 \text{ мин}$

Поверхность образца была стравлена перед ПЭМ исследованием и поэтому верхний слой кремния отсутствует на этом изображении.

На рис.15 и рис.16 видно, что после отжига форма пика изменяется. Ширина пика уменьшается, а по высоте он увеличивается. Объяснение этому следующее: с увеличением объемной концентрации Co в процессе имплантации, происходит пересыщение твердого раствора Co-Si. В пересыщенной кобальтом матрице Si образуются зародыши новой фазы. Этой новой фазой, появляющейся в результате распада твердого раствора Co-Si, является дисилицид кобальта.

Движущей силой процесса фазообразования является различие в свободной энергии системы твердого раствора Co-Si и соединения CoSi_2 . Энергия Гиббса или свободная энергия системы соединения CoSi_2 меньше энергии Гиббса чистых компонентов Co и Si, растворенных друг в друге. Вследствие этого системе выгодно образование соединения CoSi_2 , при этом диффузионный поток направлен в сторону формирования CoSi_2 , что приводит к уменьшению свободной энергии системы. Свободный Co, находящийся в междоузлиях, диффундирует к зародышам CoSi_2 .

Формирование и рост скрытых слоев зависит от формы профиля распределения имплантированного кобальта. Первые зародыши CoSi_2 появляются в центре распределения Co в

Si на глубине, соответствующей R_p , в результате ионной имплантации. Именно на глубине R_p Co достигает раньше всего предела растворимости. Термическое укрупнение пренебрежимо мало во время имплантации вследствие ограниченной растворимости примеси, но укрупнение частиц может происходить за счет непрерывного потока ионов.

В процессе роста, когда зародыши новой фазы достаточно велики, а пересыщение мало, новые частицы не возникают, а определяющую роль начинает играть конкурентный рост зародышей, при котором крупные растут за счет растворения мелких. Этот процесс происходит как во время имплантации при высоких дозах, так и при постимплантационной термической обработке при более низких дозах имплантации. Происходит укрупнение зародышей, как и в случае с образованием новых зародышей.

Рост слоев требует наличия потока примеси к центру профиля со стороны его хвостов. Движущей силой массопереноса примеси является градиент ее концентрации в матрице. На микроскопическом уровне массоперенос к центру профиля осуществляется путем последовательного растворения и роста зародышей. Это сложный механизм, который приводит к переходу от укрупнения частиц к их коалесценции, слияния зародышей больших размеров и образование общей границы раздела фаз. Улучшение качества кристаллической структуры частиц $CoSi_2$ с увеличением объемного содержания примеси говорит о том, что разупорядочение и растворение зародышей протекают менее активно в пике распределения, где объемная концентрация примеси больше, чем на хвостах. Таким образом, усиленное разупорядочение и растворение зародышей на хвостах профиля могут привести к диффузии по направлению к центру профиля, что будет способствовать формированию слоев. Таким образом, коалесценция частиц оказывает планаризирующее действие и способствует образованию плоских слоев.

Следующим этапом обработки результатов являлся этап получения информации профиле дефектов в кремнии. На рис.19 показаны профили дефектов в кремнии для отожженного и не отожженного образцов полу. Хорошо видно, что после термообработки дефектность кремния сильно уменьшается. Можно заметить, что на дальней границе кремний/дисилицид кремния дефектность выше, чем на ближней. Так же хорошо видно, что образуется хороший слой дисилицида кобальта, это следует из глубоких провалов в профилях, особенно после отжига.

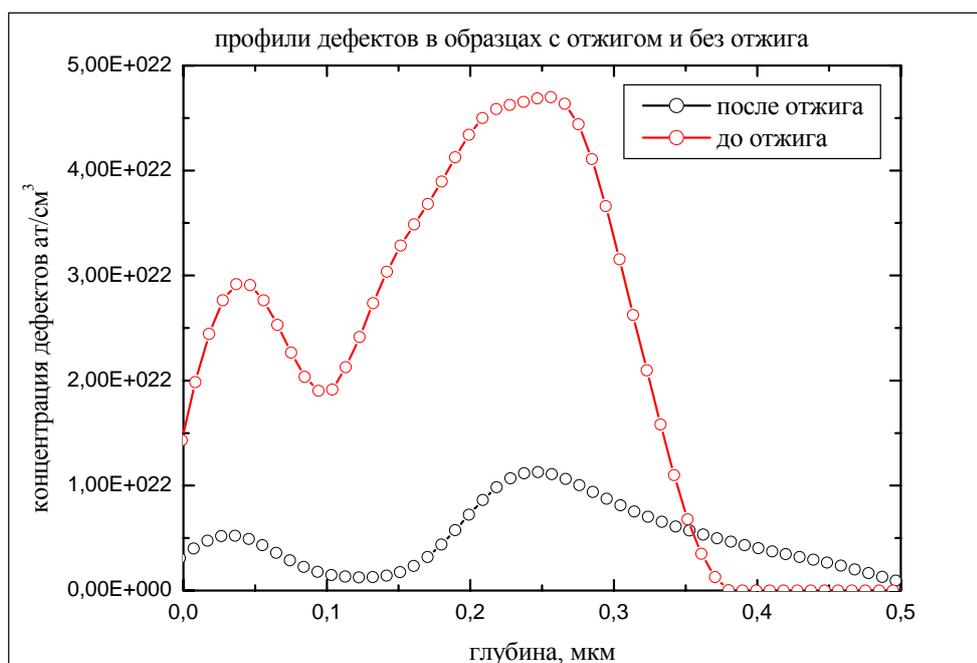


Рис.19. Профили дефектов в кремнии для отожженного и не отожженного образцов.

С целью получения информации о типе дефектов на границах раздела кремний/дисилицид кремния один из образцов исследовался методом РОРКИ при различных энергиях 1200 кэВ, 1700кэВ и 2200 кэВ. В основе метода лежит факт о разном поведении сечения деканализирования при изменении энергии анализирующих частиц. Метод исследования типа дефектов взят из [7]. Результаты обработки приведены на рис.20 и рис.21. Поведение кривых на этих рисунках позволяет однозначно утверждать, что на верхней границе раздела Si/CoSi₂ преобладающими являются дефекты упаковки, а на нижней границе CoSi₂ с кремнием рассеивающие центры точечного типа.

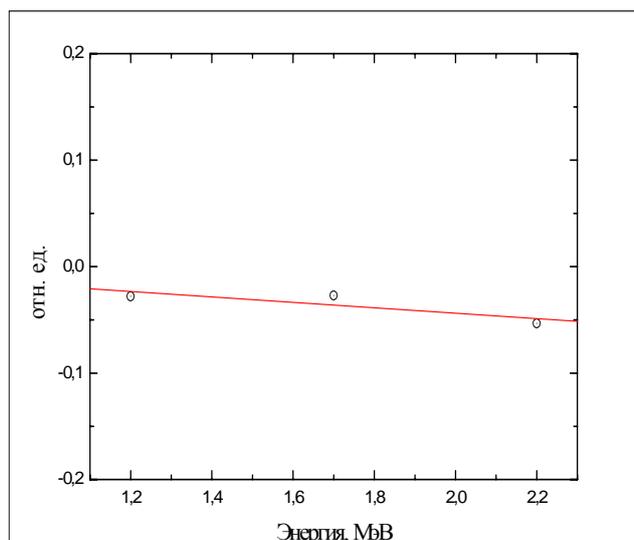


Рис.20. Выход деканализирования на верхней границе.

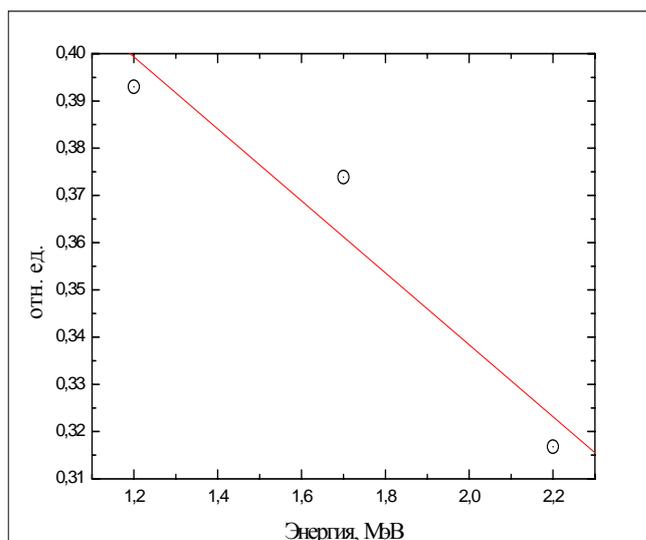


Рис.21. Выход деканализирования на нижней границе.

Данные результаты получены впервые для кобальта, имплантированного в кремний (100), и не совпадают с ранее полученными результатами для кобальта в кремнии (111).

ВЫВОДЫ

- 1.* Проведен анализ влияния набранной дозы, скорости набора дозы и высокотемпературного отжига на дефектообразование в ионно-имплантированных слоях. Исследованы скрытые слои дисилицида кобальта в кремнии, полученные ионно-лучевым синтезом при различных режимах имплантации и отжига. Впервые получены эпитаксиальные гетероструктуры Si/CoSi₂/Si(100) со слоями CoSi₂ толщиной около 70 нм со стабильными электрофизическими характеристиками (низким удельным сопротивлением ~16 мкОм см) и резкими межфазными границами.
- 2.* Показано, что изменение набранной дозы меняет глубину залегания и толщину слоев дисилицида кобальта. Варьируя дозу и скорость набора дозы можно изменять глубину залегания и толщину слоя CoSi₂.
- 3.* Показано, что под влиянием высокотемпературного отжига происходит значительное уменьшение выхода альфа-частиц рассеянных на кремнии и кобальте на спектрах каналирования РОР, что указывает на то, что большинство радиационных дефектов устраняется и происходит улучшение кристалличности структуры имплантированного слоя.
- 4.* Установлено, что с повышением плотности ионного тока наблюдается заметное улучшение кристаллической структуры поверхностного слоя кремния, происходит сдвиг профиля распределения кобальта вглубь образца.
- 5.* Методом обратного Резерфордского рассеяния для изученных условий имплантации получены данные о преобладающем типе дефектов на границах раздела Si/CoSi₂/Si(100). Результаты указывают на присутствие на нижней границе CoSi₂ с кремнием рассеивающих центров точечного типа, которые можно связать с дефектами упаковки внедрения. Дефекты на верхней границе Si/CoSi₂ были идентифицированы как дефекты упаковки.

Список литературы

- [1] Mantl S. Compound formation by ion beam synthesis and a comparison with alternative methods such as deposition and growth or wafer bonding. // Nucl. Instrum. & Meth. **B** -1995. -V.106, '1-4. - p.355-363.
- [2] Zentgraf A., Gartner K., Schippel S. and Gaiduk P.I. Influence of damage on the formation of CoSi_2 by Co implantation.// Nucl.Instr. and Meth. **B** -1996. -V.114, '1-2. -p.46-55.
- [3] Satyam By.P.V., Sekar K., Kuri G., Sudaravel B., Mahapatra D.P. and Dev B.N. Defects in the ion-beam synthesized epitaxial Si/ CoSi_2 /Si(111) system. // Philosophical Magazine Letters. –1996. - V.73, '6. -p.309-317.
- [4] Итоги науки и техники. Пучки заряженных частиц и твердое тело. Том 1. Москва 1990г.
- [5] J. Lindhard. Kgl. Dan. Vid. Selsk Mat.-Fys. Medd. 34, 14, 1965.
- [6] Отчет. Исследование процессов радиационного повреждения материалов первой стенки ТЯР. Москва 1982 год.
- [7] И.С. Ташлыков и др. Неразрушающий анализ поверхностей твердых тел ионными пучками. Минск, изд. Университетское, 1987 год.
- [8] RUMP ERD for Windows95/NT users manual guide.