

Светлой памяти

Виктора Васильевича Крячко

Навсегда ушел Виктор Васильевич Крячко... Такое чувство утраты я испытывал, только когда уходили близкие родственники — люди, которых любил я, и которые любили меня, люди, к которым я обращался в тяжелые минуты, когда они были живы и к памяти которых я буду обращаться, пока живу сам.

Мне посчастливилось общаться с Виктором Васильевичем более тридцати лет. Это было общение с нормальным человеком в ненормальные времена, общение, которое делало жизнь светлее.

Для меня это общение не прекратилось. Безо всяких аллегорий, Виктор Васильевич остается нашим соавтором. Подтверждением этого является статья, помещенная ниже.

Статья была подготовлена под руководством Виктора Васильевича. Последний раз мы с ним обсуждали эту статью две недели назад.

Две недели назад статья имела другое название. После ухода Виктора Васильевича я счел своим долгом изменить название статьи и внести такие поправки, которые при Викторе Васильевиче были бы невозможны. Однако приходит время, когда вещи должны быть названы своими именами, а долги — отданы.

Уверен, что метод Крячко, частично представленный в этой статье, будет востребован, получит развитие и войдет в учебники. Наш долг в том, чтобы этот метод был навсегда связан с именем его основоположника — Виктора Васильевича Крячко.

1 мая 2003

Марк Левин

УДК 621.315.592

МЕТОД КРЯЧКО: ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАРЯДОВОГО СОСТОЯНИЯ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДИЭЛЕКТРИК—ПОЛУПРОВОДНИК

© 2003 **В. В. Крячко**, В. В. Будко, М. Н. Левин, А. В. Татаринцев

Воронежский государственный университет

Представлен бесконтактный способ определения зарядового состояния границы раздела диэлектрик-полупроводник (эффективного заряда в диэлектрике и энергетического спектра поверхностных состояний), названный соавторами *методом Крячко* по имени его основного разработчика.

1. Введение

Зарядовое состояние границы раздела диэлектрик—полупроводник (Д—П), под которым, прежде всего, понимается фиксированный заряд в диэлектрике и энергетическое распределение плотности поверхностных состояний (ПС) по ширине запрещенной зоны полупроводника, прямым образом определяет параметры базовых элементов интегральных схем. Разработка и совершенствование методов контроля зарядового состояния границы Д—П всегда было и продолжает быть необходимым условием развития микроэлектроники.

Проблемы исследования границы раздела Д—П в структуре металл—диэлектрик—полупроводник (МДП) были успешно решены методами емкостной спектроскопии, основными из которых считаются метод Термана высокочастотных (ВЧ) вольт-фарадных характеристик (ВФХ) [1], метод Николлеана—Гоетсбергера полной проводимости [2] и метод Берглунда низкочастотных (НЧ) или квазистатических ВФХ [3]. Ссылки на методы Термана, Николлеана—Гоетсбергера и Берглунда даются во всех учебниках и монографиях по микроэлектронике.

Не менее важной для технологии полупроводниковых приборов и микроэлектроники является проблема исследования границы раздела Д—П без формирования на ней металлического электрода. Принципиальные трудности исследования открытой границы раздела Д—П заключаются в том, что зарядовые свойства такой структуры чрезвычайно чувствительны к тестирующим воздействиям.

Разработкой неразрушающего бесконтактного метода исследования зарядовых свойств границы раздела Д—П долгие годы занимался В. В. Крячко.

Сам Крячко условно называл разработанный им метод — КРП (контактная разность потенциалов). По нашему мнению, это условное название не отражает сути метода, разработанного Крячко.

Действительно, одним из элементов метода Крячко является измерение разности потенциалов поверхности исследуемой структуры Д—П и измерительного зонда с известным значением работы выхода. Такой вибрационный метод измерения КРП широко используется для определения термической работы выхода полупроводников и известен как метод Кельвина (см., например, [4]).

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы продемонстрировать информационные возможности метода Крячко и показать, что метод Крячко не сводится к известным ранее методам и может быть по праву назван именем своего автора.

2. Сопоставление методов исследования спектра ПС

Объяснить суть метода Крячко легче, проведя его сопоставление с классическими емкостными методами исследования зарядовых свойств МДП-структур, например, методом Термана и методом Берглунда.

Известно, что распределение плотности ПС по ширине запрещенной зоны полупроводника (спектр ПС) N_{ss} определяется следующим образом:

$$N_{ss}(\psi_s) \equiv -q^{-1} \cdot \frac{\partial Q_{ss}(\psi_s)}{\partial \psi_s}, \quad (1)$$

где ψ_s — поверхностный потенциал, Q_{ss} — заряд на ПС, q — заряд электрона.

Спектр ПС можно найти, выразив заряд ПС $Q_{ss}(\psi_s)$ из уравнения, описывающего ста-

ционарное распределение потенциала в МДП-структуре:

$$V_g = \varphi_{ms} + \psi_s - C_{ox}^{-1} \cdot (Q_{ox} + Q_{sc}(\psi_s, \varphi_b) + Q_{ss}(\psi_s)) \quad (2)$$

и продифференцировав его по ψ_s :

$$N_{ss}(\psi_s) = \frac{C_{ox}}{q} \cdot \left[\left(\frac{\partial \psi_s}{\partial V_g} \right)^{-1} - 1 \right] - \frac{C_{sc}(\psi_s, \varphi_b)}{q}. \quad (3)$$

Здесь V_g — напряжение на затворе МДП-структуры; φ_{ms} — контактная разность потенциалов между металлическим затвором и полупроводниковой обкладкой исследуемой МДП-структуры; C_{ox} — удельная емкость диэлектрического слоя; Q_{ox} — полный заряд в диэлектрике на единицу площади; Q_{sc} — заряд области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника, φ_b — объемный потенциал полупроводника; C_{sc} — емкость ОПЗ полупроводника.

Проблема нахождения спектра ПС сводится к экспериментальному определению зависимости поверхностного потенциала полупроводника ψ_s от напряжения на затворе МДП-структуры V_g .

Рассмотрим, как находится эта зависимость в методе Термана, методе Берглунда и методе Крячко.

2.1. Метод Термана

При высокой частоте измерительного сигнала ПС не успевают перезарядиться и, следовательно, не дают непосредственного вклада в емкость МДП-структуры, то есть $C_{ss} = 0$, а емкость определяется последовательно соединенными емкостями диэлектрического слоя и ОПЗ полупроводника:

$$C_{hf}(V_g) = (C_{ox}^{-1} + C_{sc}^{-1}(\psi_s, \varphi_b))^{-1}. \quad (4)$$

С учетом известной теоретической зависимости $C_{sc}(\psi_s, \varphi_b)$ [5] уравнение (4) позволяет установить величину поверхностного потенциала ψ_s , соответствующего поданному на затвор напряжению V_g . Производная зависимости $\psi_s(V_g)$, необходимая для расчета спектра ПС, может быть найдена дифференцированием (4):

$$\frac{\partial \psi_s}{\partial V_g} = \left(1 - \frac{C_{hf}}{C_{ox}} \right)^{-2} \cdot \left(\frac{\partial C_{hf}}{\partial V_g} \right) \cdot \left(\frac{\partial C_{sc}}{\partial \psi_s} \right)^{-1}. \quad (5)$$

Входящие в правую часть уравнения (5) ВЧ емкость МДП-структуры и ее производная по

напряжению на затворе измеряются экспериментально, а спектр ПС рассчитывается подстановкой (5) в (1). Метод ВЧ ВФХ позволяет найти спектр ПС в области обеднения ($0 < \psi_s < \psi_b$), где ВЧ емкость МДП-структуры существенно зависит от напряжения на затворе.

2.2. Метод Берглунда

При низкой частоте (НЧ) измерительного сигнала ПС успевают перезарядиться и дают непосредственный вклад C_{ss} в емкость МДП-структуры:

$$C_{lf}(V_g) = [C_{ox}^{-1} + (C_{ss}(\psi_s) + C_{sc}(\psi_s, \psi_b))^{-1}]^{-1}. \quad (6)$$

В отличие от (4) уравнение (6), содержащее неизвестный член $C_{ss}(\psi_s) = q \cdot N_{ss}(\psi_s)$, не позволяет определить значение поверхностного потенциала, соответствующего поданному на затвор напряжению V_g .

Используя (6) можно выразить плотность ПС через НЧ емкость C_{lf} :

$$N_{ss}(\psi_s) = q^{-1} \cdot C_{ox} \cdot ((1 - C_{lf}(V_g) / C_{ox})^{-1} - 1) - q^{-1} \cdot C_{sc}(\psi_s, \psi_b). \quad (7)$$

Сопоставление (3) и (7) позволяет получить уравнение:

$$\frac{\partial \psi_s}{\partial V_g} = 1 - \frac{C_{lf}(V_g)}{C_{ox}}, \quad (8)$$

проинтегрировав которое, можно связать значения V_g и ψ_s соотношением:

$$\psi_s = \int_{V_{g1}}^{V_g} (1 - C_{lf}(V_g) \cdot C_{ox}^{-1}) \cdot dV_g + \psi_{s1}. \quad (9)$$

Для корректного определения входящей в (9) константы интегрирования ψ_{s1} и выбора истинного спектра ПС требуются дополнительные измерения (например, ВЧ ВФХ), позволяющие найти зависимость поверхностного потенциала от напряжения на затворе хотя бы в одной точке.

Метод НЧ ВФХ может быть реализован как с использованием НЧ измерительного сигнала [3], так и в режиме измерения квазистационарного тока при подаче на структуру линейно изменяющегося напряжения $V_G(t) = \alpha \cdot t$ [6, 7]. Во втором случае измеряемый во внешней цепи ток смещения пропорционален емкости МДП-структуры:

$$I(V_g) = -\frac{\partial Q_g}{\partial t} = -\frac{\partial Q_g}{\partial V_g} \cdot \frac{dV_g}{dt} = -\alpha \cdot C_{lf}(V_g). \quad (10)$$

Метод НЧ ВФХ позволяет найти спектр ПС в интервале от обогащения до сильной инверсии ($0 < \psi_s < 2\phi_b$).

2.3. Метод Крячко

В отличие от изменения поверхностного потенциала или изгиба зон ψ_s в полупроводнике МДП-структуры простым заданием напряжения на затворе V_g , изменение изгиба зон в структуре Д—П представляет собой самостоятельную проблему.

В методе Крячко изгиб зон в полупроводнике варьируется изменением заряда на внешней поверхности диэлектрической пленки. Величина заряда задается временем выдержки структуры Д—П в коронном разряде. Проблема заключается в том, что заряд должен быть «помещен» на внешнюю поверхность диэлектрика без изменения исходного распределения заряда в объеме диэлектрика и искажения исходного спектра ПС на границе раздела с полупроводником. Для решения этой проблемы необходимо было обеспечить получение ионов и избежать разрушающего воздействия на объект исследования электростатических полей, используемых для получения этих ионов. Решение этой проблемы составляет «know how» метода Крячко.¹

Изменение заряда на поверхности диэлектрика приводит к изменению изгиба зон в полупроводнике. Отметим, что для нахождения спектра ПС на границе с полупроводником не требуется знание абсолютного значения заряда, помещенного на поверхность диэлектрика. Достаточно уметь изменять этот заряд и измерять не сам заряд, а соответствующие ему значения потенциала поверхности V_c (то же, что и напряжение на затворе в МДП-структуре V_g) и поверхностный потенциал ψ_s (изгиб зон) в полупроводнике. Потенциал поверхности V_c определяется по КРП с калиброванным зондом методом Кельвина, а изгиб

¹ Разработкой генераторов ионов В. В. Крячко занимался до самого последнего времени. Та же идея генерации ионов при исключении негативного действия электростатических полей лежит в основе другого применения «ионизатора Крячко», а именно — медико-биологического, как альтернатива известной «люстре Чижевского». Знаю, что Виктор Васильевич, собирався взять патент на это изобретение, но, насколько мне известно, не успел. Считаю, что патент на «ионизатор Крячко» должен быть оформлен, а права на него принадлежать семье автора изобретения — Виктору Васильевичу Крячко.

зон в полупроводнике по разности значений V_c , измеренных в темноте и с освещением в ИК или видимой области V_c^L , обеспечивающем достижение насыщения фото-ЭДС или, другими словами, полное распрямление зон:

$$\psi_s = V_c - V_c^L. \quad (11)$$

Получение таким способом параметрической зависимости $\psi_s - V_c$ для структуры Д—П с целью определения спектра ПС и эффективного заряда в диэлектрике и составляет суть метода Крячко.

Ниже приведены процедура определения энергетического распределения плотности ПС и эффективного заряда методом Крячко в системе кремний — диоксид кремния, представлена техническая реализация метода Крячко и приведены примеры использования метода Крячко при исследовании воздействия на систему кремний — диоксид кремния радиации и импульсных магнитных полей.

3. Методическая часть метода Крячко

Рассмотрим структуру металл—диэлектрик—полупроводник (рис. 1). Для нее может быть записана следующая система равенств:

$$V_c - \phi_{ms} = V_{ox} + \psi_s, \quad (12)$$

$$Q_0 + Q_{sc} + Q_{ss} + Q_{ox} = 0, \quad (13)$$

где V_{ox} — падение напряжения на диэлектрическом слое толщиной d_{ox} ; Q_0 — заряд на внешней поверхности диэлектрика;

Уравнение (12) следует из энергетической диаграммы и является выражением закона Кирхгофа. Уравнение (13) является условием электрической нейтральности структуры ДП.

При заданном уровне легирования полупроводника аналитический вид зависимости

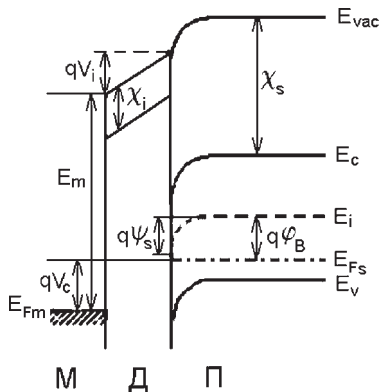


Рис. 1. Зонная диаграмма структуры МДП

пространственного заряда в полупроводнике $Q_{sc}(\psi_s, \lambda)$ известен [5]:

$$Q_{sc} = \frac{\sqrt{2}\epsilon_s kT}{qL_D} F(\beta\psi_s, \lambda), \quad (14)$$

где ϵ_s — абсолютная диэлектрическая проницаемость полупроводника; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; L_D — длина Дебая в легированном полупроводнике; $\beta = q / kT$; $\lambda = n_0 / p_0$ и p_0 — концентрации носителей в полупроводнике;

$$F(\beta\psi_s, \lambda) = (\lambda^{-2}(\exp(\beta\psi_s) - \beta\psi_s - 1) + (\exp(-\beta\psi_s) + \beta\psi_s - 1))^{1/2}. \quad (15)$$

Встроенный в диэлектрик заряд Q_{ox} определяется интегралом:

$$Q_{ox} = \int_0^{d_{ox}} \rho(x) dx, \quad (16)$$

где $\rho(x)$ — распределение заряда по нормальной координате в диэлектрике (координата $x = 0$ соответствует поверхности диэлектрика).

Падение напряжения V_{ox} на диэлектрическом слое толщиной d_{ox} определяется равенством

$$V_{ox} = \int_0^{d_{ox}} E(x) dx, \quad (17)$$

а напряженность электрического поля в диэлектрике $E(x)$ — уравнением Пуассона

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_{ox}}, \quad (18)$$

интегрируя которое, получим:

$$E(x) = E(0) + \frac{1}{\epsilon_{ox}} \int_0^x \rho(x) dx, \quad (19)$$

где ϵ_{ox} — абсолютная диэлектрическая проницаемость диэлектрика.

Подстановка (19) в равенство (17) дает:

$$V_{ox} = E(0) \cdot d_{ox} + \frac{1}{\epsilon_{ox}} \int_0^{d_{ox}} dx \int_0^x \rho(x) dx, \quad (20)$$

Взяв интеграл в (20) по частям, имеем:

$$V_{ox} = E(0) \cdot d_{ox} + \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} - \frac{1}{C_{ox}} \int_0^{d_{ox}} (x / d_{ox}) \rho(x) dx, \quad (21)$$

где $C_{ox} = \epsilon_{ox} / d_{ox}$ — удельная емкость диэлектрического слоя. Тогда, используя равенство

$$E(0) \cdot d_{ox} = \frac{Q_0}{C_{ox}} = -\frac{Q_{sc} + Q_{ss} + Q_{ox}}{C_{ox}}, \quad (22)$$

из (12) и (21) получим:

$$V_c - \varphi_{ms} = -\frac{Q_{sc}(\psi_s, \lambda) + Q_{ss}(\psi_s)}{C_{ox}} - \frac{1}{C_{ox}} \int_0^{d_{ox}} (x / d_{ox}) \rho(x) dx + \psi_s. \quad (23)$$

Входящий в правую часть равенства (23) интеграл представляет собой эффективный заряд в диэлектрике, приведенный к межфазной границе ДП:

$$Q_{ox\,eff} = \int_0^{d_{ox}} (x / d_{ox}) \rho(x) dx. \quad (24)$$

Учитывая (24), соотношение (23) можно записать следующим образом:

$$Q_{ss}(\psi_s) = -C_{ox}(V_c - \varphi_{ms} - \psi_s) - Q_{sc}(\psi_s) - Q_{ox\,eff}. \quad (25)$$

Исследованиями установлено, что поверхностные состояния на границе раздела Si—SiO₂ обусловлены P_b-центрами — трехвалентными атомами кремния (—Si ≡ Si₃), имеющими одну ненасыщенную валентную связь. P_b-центры имеют амфотерный характер, проявляя себя как доноры в нижней половине запрещенной зоны кремния и как акцепторы в верхней [8, 9]. Когда уровень Ферми на поверхности пересекает середину запрещенной зоны, т.е. поверхностный потенциал ψ_s равен объемному φ_b («режим середины зоны» или «middle gap»), заряд на Pb-центрах отсутствует. В этом режиме заряд в ПС Q_{ss mg} ≡ Q_{ss}(ψ_s = φ_b) = 0. Тогда в рамках предположения об амфотерном характере ПС на границе Si—SiO₂ для определения эффективного заряда в окисном слое необходимо обеспечить режим «середины зоны», варьируя поверхностный потенциал ψ_s изменением заряда на внешней поверхности диэлектрического слоя Q₀, например обработкой структуры в коронном разряде.

Равенство (24) позволяет получить выражение для расчета эффективного заряда в окисном слое в режиме «середины зоны» Q_{ox eff}(ψ_s = φ_b):

$$Q_{ox\,eff}(\psi_s = \varphi_b) = -C_{ox}(V_{c\,mg} - \varphi_{ms} - \varphi_b) - Q_{sc}(\psi_s = \varphi_b, \lambda). \quad (26)$$

Соотношение (11) позволяет записать (26) следующим образом:

$$Q_{ox\,eff}(\psi_s = \varphi_b) = -C_{ox}(V_{c\,mg}^L - \varphi_{ms}) - Q_{sc}(\psi_s = \varphi_b, \lambda). \quad (27)$$

Дифференцируя равенство (25) по поверхностному потенциалу ψ_s, получим формулу (3) для расчета энергетической плотности ПС.

4. Реализация метода

Для реализации предлагаемой методики создан автоматизированный измеритель, который представляет собой бесконтактный сканирующий милливольтметр с зондом Кельвина и автоматическим поддержанием расстояния между вибрирующим зондом и анализируемой поверхностью.

Функциональная схема измерителя представлена на рис. 2. В состав измерителя входят следующие модули и блоки: рабочий стол с зондовой головкой, генератор низкой частоты, генератор высокой частоты, предварительный усилитель, модуль слежения, усилителя мощности, модуль компенсации.

Рабочий стол предназначен для закрепления на нем анализируемой полупроводниковой пластины диаметром 100 и 150 мм. Зондовая головка представляет собой электромагнитный вибратор, состоящий из подвижного цилиндра, закрепленного на растяжках в корпусе с магнитной системой. На цилиндре расположена катушка вибратора КВ. К концу цилиндра прикреплен измерительный зонд, выполненный из платины, и имеющий плоский торец диаметром d = 100 ÷ 300 мкм. Торце зонда отполирован, очищен и термостабилизирован. Этим достигается постоянство во времени работы выхода материала зонда. Зонд калибруется по ртути или графиту. В процессе измерения зонд совершает колебательные движения с частотой 800 Гц и амплитудой ~5 мкм над поверхностью образца. Расстояние между вибрирующим зондом и анализируемой поверхностью составляет d₀ = 0, 1d. Это расстояние поддерживается постоянным с точностью ±1 мкм в процессе перемещения зонда над исследуемой поверхностью при изменении ее рельефа в пределах ±25 мкм. Диапазон перемещения зонда над поверхностью образца составляет 80 или 130 мм в зависимости от диаметра анализируемой пластины, скорость перемещения 4 мм/с. Диапазон измерений КРП составляет ±5 В. В зондовую головку встроено коротронное устройство К,

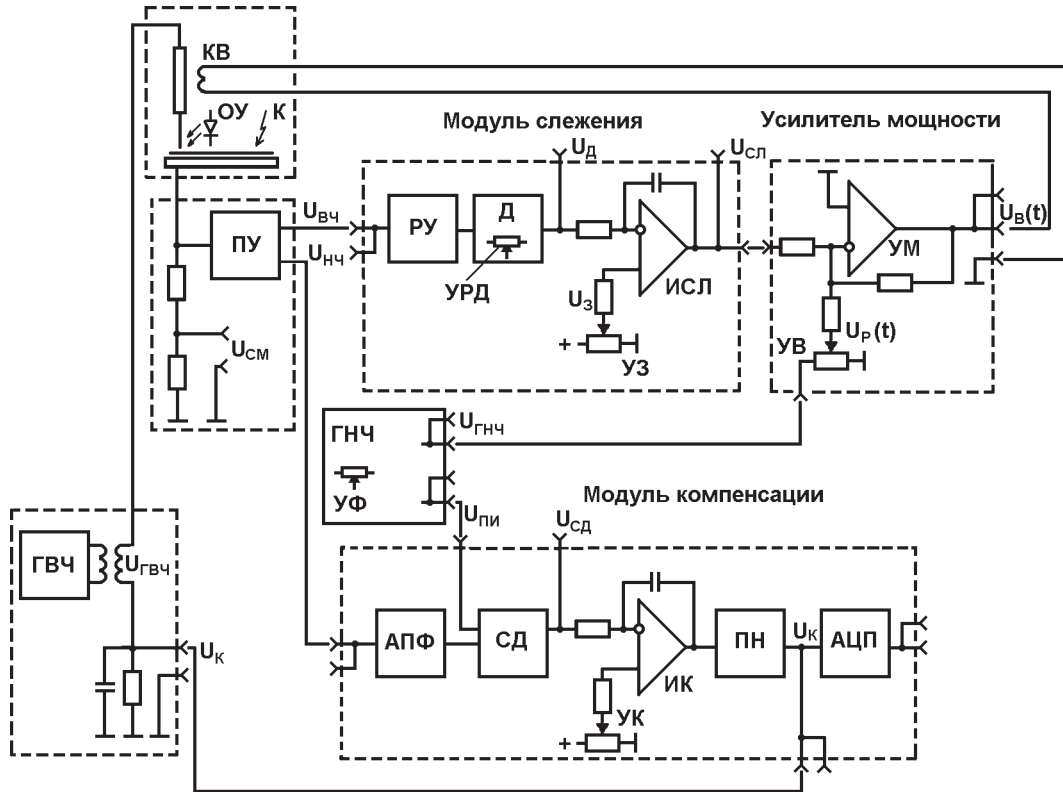


Рис. 2. Функциональная схема измерителя

позволяющее заряжать исследуемую поверхность положительным или отрицательным зарядом, и оптическое устройство ОУ, для освещения поверхности до состояния с предельным уровнем фотоинжекции. При осаждении на поверхность полупроводника заряда при помощи коронного разряда полупроводниковая пластина изолируется от корпуса, чтобы избежать инжекции носителей из полупроводника в диэлектрик.

Генератор низкой частоты (ГНЧ) формирует электрический сигнал синусоидальной формы $U_{ГНЧ}$ частотой 800 Гц (сигнал раскачки зонда), который через усилитель мощности поступает на катушку вибратора и обеспечивает колебательные движения зонда заданной частоты и амплитуды. Кроме этого генератор формирует сигнал П-образной формы с регулируемым сдвигом фазы $U_{ПИ}$ для обеспечения работы синхронного детектора модуля компенсации. Сдвиг фаз между $U_{ГНЧ}$ и $U_{ПИ}$ регулируется с помощью регулятора УФ.

Генератор высокой частоты (ГВЧ) формирует сигнал частотой 500 кГц, необходимый для работы модуля слежения, обеспечивающего автоматическое поддержание расстояния d_0 между зондом и исследуемой поверхностью.

Предварительный усилитель (ПУ) имеет два канала и служит для селективного усиления низкочастотной составляющей измерительного сигнала и высокочастотной составляющей сигнала, на котором работает следящая система. Разъем $U_{СМ}$, конструктивно расположенный на плате предварительного усилителя, служит для подачи в электрическую цепь рабочего стола напряжения смещения, предназначенного для калибровки прибора или изменения рабочего диапазона измерения напряжения компенсации $U_{К}$, в случае выхода величины КРП за пределы рабочей области прибора.

Модуль слежения предназначен для формирования управляющего сигнала $U_{СЛ}$, обеспечивающего заданную величину зазора между зондом и образцом.

Усилитель мощности служит для формирования сигнала $U_{В}(t)$, подаваемого на катушку магнитоэлектрической системы вибратора зонда для управления амплитудой его колебаний и величиной зазора.

Модуль компенсации служит для формирования постоянного напряжения компенсации $U_{К}$, равного по величине значению контактной разности потенциалов между локаль-

ным участком анализируемой поверхности и измерительной поверхностью зонда.

Измеритель работает следующим образом. В результате колебательного движения зонда, при наличии в зазоре электрического поля, в его цепи протекает ток смещения, имеющий две составляющие. Величина низкочастотной составляющей частотой 800 Гц (частота колебания зонда) определяется потенциалом исследуемой поверхности, а высокочастотной (частотой 500 кГц) — отклонением от заданного значения зазора между зондом и исследуемым образцом. Каждая из этих составляющих усиливается предварительным усилителем ПУ.

Высокочастотная составляющая сигнала $U_{вч}$ с выхода ПУ поступает на вход модуля слежения, где усиливается резонансным LC усилителем РУ и детектируется амплитудным детектором Д. Полученное напряжение $U_д$, практически линейно связанное с величиной $U_{вч}$ и обратно пропорциональное значению зазора зонда, поступает на неинвертирующий вход интегратора модуля слежения ИСЛ. На инвертирующий вход интегратора подается опорное напряжение $U_з$, задающее величину рабочего зазора зонда с помощью регулятора УЗ. Разница этих напряжений усиливается операционным усилителем ИСЛ, на выходе которого формируется сигнал слежения $U_{сл}$. Линейность амплитудного детектора в области стабилизации величины зазора зонда обеспечивается установкой режима его работы по постоянному току с помощью регулятора УРД.

Сигнал слежения $U_{сл}$, определяемый величиной отклонения зазора зонда от заданного значения, на входе усилителя мощности суммируется с сигналом раскачки вибратора зонда $U_p(t)$, величина которого задается с помощью регулятора УВ установки амплитуды вибрации зонда. На выходе усилителя мощности, нагруженного на катушку вибратора КВ, формируется напряжение $U_в(t)$, представляющее собой сумму постоянной составляющей напряжения слежения и гармонической составляющей раскачки зонда: $U_в(t) = U_- + U_+$, где U_- и U_+ — постоянная и гармоническая составляющие сигнала $U_в(t)$. Величина U_- предназначена для стабилизации зазора зонда, а величина U_+ задает амплитуду колебаний зонда.

При изменении величины зазора зонда система слежения формирует выходной сигнал таким образом, что меняется значение постоянной составляющей, протекающей в цепи катушки вибратора U_- , и, тем самым, компенсирует изменение зазора.

Низкочастотная составляющая сигнала $U_{нч}$ с выхода ПУ поступает на вход активного полосового фильтра АПФ. Усиленный сигнал детектируется синхронным детектором СД, управляемым П-импульсами генератора низкой частоты ($U_{пн}$). Однополярный сигнал $U_{сд}$, полярность которого определяется соотношением величин работ выхода исследуемого образца и платинового зонда, интегрируется интегратором ИК и через транзисторный повторитель напряжения ПН поступает на выход модуля компенсации. Регулятор УК интегратора предназначен для компенсации напряжения на выходе СД при $U_{нч} = 0$ на входе модуля компенсации.

Таким образом, на выходе модуля компенсации формируется напряжение компенсации $U_к$, равное по величине значению контактной разности потенциалов между зондом и анализируемой поверхностью, и имеющее противоположный знак. Это напряжение по цепи обратной связи подается на зонд, в результате чего величина электрического поля в зазоре становится равной нулю и протекание тока смещения в измерительной цепи прекращается.

Напряжение $U_к$, равное по величине искровой контактной разности потенциалов регистрируется внешним вольтметром или через аналого-цифровой преобразователь АЦП поступает на вход ЭВМ.

5. Применение метода

Разработанный метод был использован для определения радиационно-индуцированных изменений спектра ПС. Измерения проводились на полированных кремниевых пластинах диаметром 100 мм, легированных фосфором с концентрацией 10^{16} см⁻³, с ориентацией $\langle 100 \rangle$. Пластины окислялись по стандартной технологии формирования подзатворного окисла. Толщина окисла составляла 98 нм. Энергетический спектр ПС изменяли воздействием мягкого рентгеновского излучения с энергией квантов $E_x = 20$ кэВ, дозой до 10^6 Р. Облучение проводилось на рентгеновской установке ИРИС—МЗ.

На рис. 3 представлены экспериментальные зависимости поверхностного потенциала ψ_s от напряжения компенсации V_c , измеренные в различные моменты времени после облучения, и рассчитанные из них спектры ПС на границе раздела полупроводник—диэлектрик. Энергетическое распределение плотности радиационно-индуцированных ПС представляет собой широкий пик с максимумом вблизи $E = E_V + 0,75$ эВ. Подобный спектр ПС характерен для известных P_b -центров, генерируемых радиационными воздействиями на границе раздела Si—SiO₂ [10].

Высокая чувствительность метода к зарядовому состоянию поверхности полупроводника позволяет кроме количественных измерений проводить экспресс контроль качества поверхности полупроводниковых пластин с целью выявления скрытых дефектов, кото-

рые проявляются как локальные неоднородности потенциала поверхности. На рис. 4 представлены распределения напряжения компенсации V_c по диаметру кремниевой пластины КДБ-12 до и после воздействия на поверхность коронного разряда. Из рисунка следует, что воздействие разряда приводит к образованию на поверхности полупроводника локальной неоднородности, положение которой фиксировано и определяется по изменению значения V_c (рис. 4b). Через двое суток особенности внесенные воздействием коронного разряда в отмеченной точке уже не проявлялись (рис. 4c). Однако последующая обработка импульсным магнитным полем (ИМП) позволила обнаружить область воздействия коронного разряда по резкому локальному изменению V_c . Увеличение значений компенсирующего напряжения и поверхностного

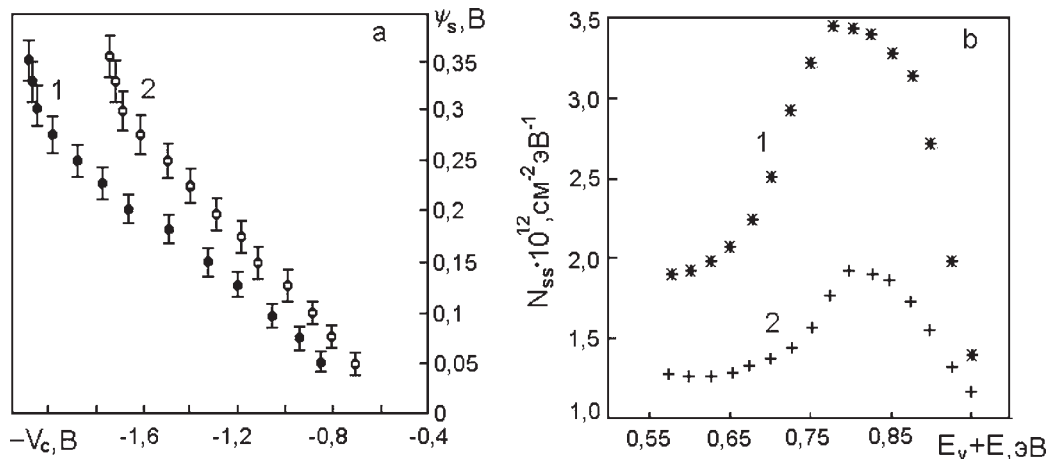


Рис. 3. Экспериментальные зависимости поверхностного потенциала ψ_s от напряжения компенсации V_c (а) и рассчитанные по ним спектры плотности ПС (б) облученных образцов. Измерения проводились через 10^3 с и 10^5 с после облучения для кривых 1 и 2, соответственно

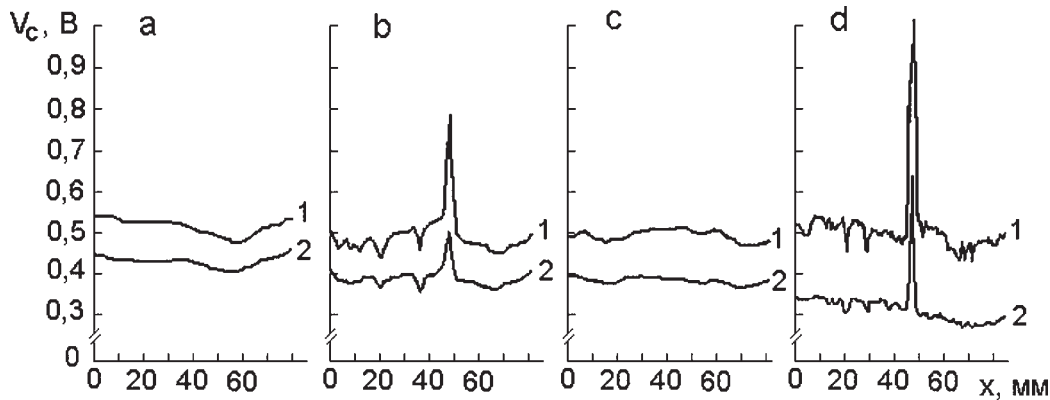


Рис. 4. Распределение напряжения компенсации V_c по диаметру пластины: а — исходное; б и с — через 1 минуту и 50 часов после воздействия коронного разряда; д — после воздействия ИМП. Кривые 1 и 2 измерены без освещения и при освещении поверхности полупроводника светом, соответственно

изгиба зон может быть объяснено локальным повышением плотности положительно заряженных ПС на границе раздела.

6. Заключение

1. Разработан новый бесконтактный метод исследования зарядового состояния границы раздела полупроводник—диэлектрик по измерению КРП с калиброванным зондом методом Кельвина и модуляцией поверхностного электростатического потенциала коронным разрядом. Метод назван соавторами *методом Крячко* по имени его основного разработчика.

2. Для реализации метода Крячко создан автоматизированный измеритель, представляющий собой бесконтактный сканирующий милливольтметр с зондом Кельвина и автоматическим поддержанием расстояния между вибрирующим зондом и анализируемой поверхностью.

3. Продемонстрированы возможности метода Крячко при исследовании воздействия

на систему кремний—двуокись кремния радиации и импульсных магнитных полей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Terman I.M. // Solid State Electronics. 1962. V. 5. P. 285—299.
2. Nicollian E.N., Goetzberger A. // IEEE Transactions on ED. 1965. V. ED-12. № 3. P. 108—117.
3. Berglund C.N. // IEEE Transactions on ED. 1966. V. ED-13. № 10. P. 701—705.
4. Пека Г.П. Физические явления на поверхности полупроводников. Киев: Вища школа. 1984. 214 с.
5. Зу С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир. 1984. 456 с.
6. Kuhn M.A. // Solid State Electronics. 1970. V. 118. P. 2002—2011.
7. Overstraeten R. // J. Electrochem. Society. 1973. V. 120. № 12. P. 1185—1191.
8. Lenahan P.M., Dressendorfer P.V. // J. Appl. Phys. 1984. V. 55, № 10. P. 3495—3499.
9. Jupina M.A., Lenahan P.M. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1990. V. NS-37. № 6. P. 1650—1657.
10. Ma T.P., Dressendorfer P.V. Ionizing radiation effects in MOS devices and circuits. New York: J. Wiley. 1989. 670 p.