

Барьеры на p -кремнии типа металл—диэлектрик—полупроводник с нанотолщинным диэлектриком из нитрида алюминия

© А.М. Иванов[†], И.М. Котина*, М.С. Ласаков*, Н.Б. Строкан, Л.М. Тухконен*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константина Российской академии наук,
188300 Гатчина, Россия

(Получена 2 февраля 2010 г. Принята к печати 10 февраля 2010 г.)

Анализируется состояние поверхности границы раздела p -кремний—(нанотолщинный диэлектрик). Исследуются спектры DLTS в режимах перезарядки глубоких центров в объеме структуры, а также ее поверхностных состояний. Определен характер шумов в функции величины обратного напряжения в плане применения структуры в качестве детектора ядерных излучений. Сделано заключение, что используемый в структуре барьер обладает более высоким качеством при нанесении нанотолщинных пленок нитрида алюминия путем магнетронного распыления на постоянном, а не переменном токе.

1. Введение

Проблематика создания детекторов ядерного излучения на основе структур металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник неоднократно обсуждалась в литературе. В недавних работах [1,2] сообщалось об успешном использовании для этих целей высокоомного кремния p -типа проводимости. Было показано, что получение нанотолщинных пленок нитрида алюминия (AlN) дает возможность в одном технологическом цикле изготавливать барьер Шоттки на высокоомном кремнии p -типа и осуществлять долговременную пассивацию границы раздела структуры.

Конечная структура детектора в [1,2] представляла собой металл—диэлектрик—полупроводник (МДП). Основой служил бездислокационный p -кремний с удельным сопротивлением $2\text{ кОм} \cdot \text{см}$ и временем жизни неосновных носителей заряда $\sim 1\text{ мс}$.

2. Постановка задачи

Важным вопросом является характер шума структуры детектора. Во-первых, уровень шума определяет нижний порог энергии регистрируемого ядерного излучения. Во-вторых, характер поведения шума от напряжения смещения и тока выявляет качество используемого в конструкции детектора барьера. В нашем случае оно определялось в основном состоянием границы раздела p -кремний—диэлектрик и поэтому представлялось важным отследить роль поверхности в наблюдаемом шуме.

Для характеристики системы имеющихся на поверхности энергетических уровней снимались спектры DLTS. Сопоставлялись спектры при стандартном режиме перезарядки уровней дефектов в объеме и спектры для специально выбранных условий, в которых также происходит перезарядка поверхностных состояний.

3. Образцы и методика их получения

Используемые исходные пластины имели поверхностную ориентацию (111). После шлифовки пластины травились в смеси $\text{HF}:\text{HNO}_3$ (1:8) и тщательно промывались деионизованной водой. Получение слоев AlN осуществлялось в вакуумной камере, которая откачивалась безмасленной системой турбомолекулярного и форвакуумного насосов.

Непосредственно перед осаждением пленок пластины выдерживались в водном растворе плавиковой кислоты. Нанотолщинные слои AlN получались методом реактивного магнетронного распыления на постоянном или переменном токе. В обоих случаях источником осаждаемого материала служила алюминиевая мишень. Лучшими по электрофизическим характеристикам оказались МДП структуры первого типа. Для них была характерна меньшая плотность токов при обратных смещениях, больших 50 В. Поэтому для реализации детекторов, исследуемых в данной работе, были использованы эти структуры.

Распыление на постоянном токе осуществлялось в смеси аргон/азот 0.4/1.4 при суммарном давлении $1.8 \cdot 10^{-3}\text{ мм рт. ст.}$; расстояние между образцом и подложкой было 50 мм. На пленке AlN путем вакуумного напыления создавался металлический контакт из Ni. Палладиевый омический контакт наносился с обратной стороны подложки термическим распылением в вакууме $10^{-5}\text{ мм рт. ст.}$ Площадь используемых для исследования детекторов составляла 2.9 см^2 .

4. Описание установок

Измерения шума проводились при комнатной температуре. Использовалась установка, стандартная для задач ядерной спектроскопии. Она состояла из усилительного тракта (зарядочувствительный предусилитель и усилитель) и амплитудного анализатора. В установку

[†] E-mail: alexandrivanov@mail.ioffe.ru

входил также генератор импульсов стабильной амплитуды, подключаемый ко входу предусилителя. Размытие спектральной линии этого генератора определяло уровень шума. Полоса пропускания усилителя формировалась *RC*-цепочками дифференцирования и интегрирования с равными постоянными времени.

Для вариации величины обратного тока детектора использовалась подсветка излучением „синего“ и „красного“ светодиодов. В первом случае неравновесные носители заряда создавались у поверхности детектора, во втором — генерация носила объемный характер.

Установка DLTS включала в себя мост переменного тока, селективный усилитель, а также систему стробирования, которая после фазового детектирования позволяла одновременно записывать в память компьютера десять спектров с различными окнами скоростей. Последующая математическая обработка делала возможным определить положение глубоких центров в запрещенной зоне полупроводника и их сечение взаимодействия с носителем заряда.

5. Результаты и их обсуждение

5.1. Измерения шумов

На рис. 1 приведена зависимость среднеквадратичного шума \bar{q}^2 от величины обратного смещения U . Кривые на рис. 1 получены при различающихся на порядок величин постоянных времени формирования полосы пропускания $\theta = 1.0$ и 10.0 мкс. Нормировка проведена таким образом, чтобы минимальные значения шума совпадали и тем самым было удобнее сопоставлять ход спадающих и возрастающих ветвей.

Общий вид зависимости $\bar{q}^2(U)$ качественно соответствует результатам анализа, проведенного в монографии [3]. Было показано, что для одиночного *RC*-фильтра с равными постоянными времени дифференцирования–интегрирования среднеквадратичное значение шума выражается суммой двух слагаемых:

$$\bar{q}^2 = \frac{a(C^2/S)}{\theta} + bI\theta. \quad (1)$$

Здесь a и b — коэффициенты, подобранные так, чтобы шум выражался в единицах заряда; S — крутизна транзистора на входе предусилителя, C — общая емкость на входе, I — сумма тока детектора и тока исток–затвор полевого транзистора. Формула (1) показательна в отношении разделения вкладов шумов. Так, емкость оказалась квадратично связана с шумами тока исток–сток транзистора и вклад этой компоненты обратно пропорционален времени θ . Ток на входе предусилителя I , напротив, дает вклад, пропорциональный θ .

Наблюдаемые в эксперименте шумы находятся в полном соответствии с формулой (1). Спадающая с ростом напряжения U ветвь отражает падение емкости детектора, а рост шума при $U \gtrsim 250$ В вызван возрастанием тока детектора.

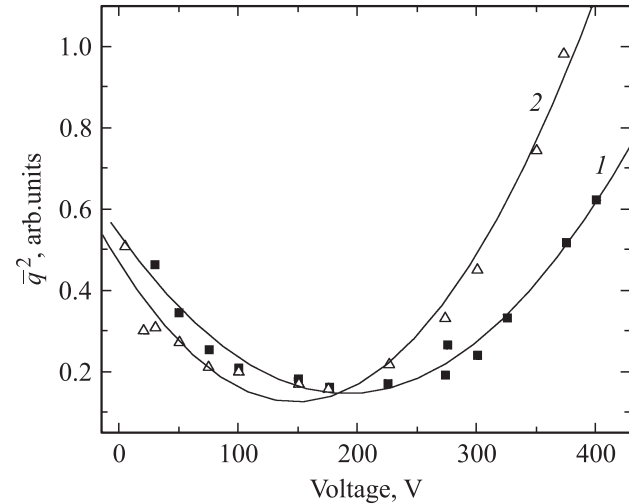


Рис. 1. Зависимости величины среднеквадратичного шума от напряжения обратного смещения. Постоянная времени формирования полосы пропускания θ , мкс: 1 — 1.0, 2 — 10.0.

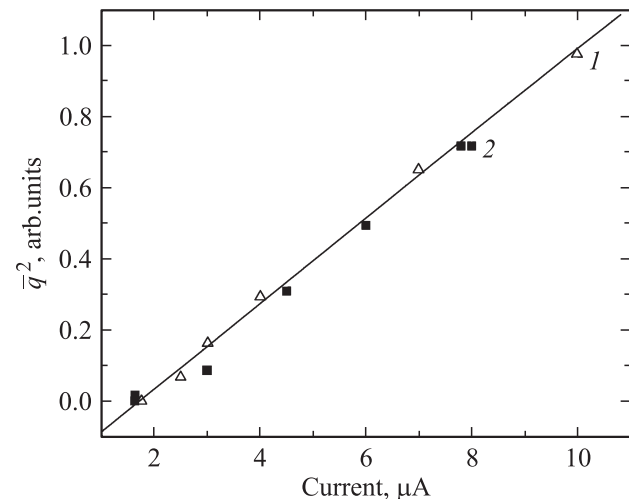


Рис. 2. Зависимость величины среднеквадратичного шума от протекающего через детектор суммарного тока (темновой + фототок). Подсветка излучением светодиода: 1 — „синего“, 2 — „красного“. Напряжение смещения 200 В, время формирования $\theta = 10.0$.

Оценка качества поверхностного барьера может быть произведена по различию правых ветвей рис. 1 при переходе к большим временам θ . Это означает смещение в область низких частот, что в нашем случае отражается в смещении максимума полосы пропускания от 150 кГц к частоте 15 кГц. В этих условиях при наличии на поверхности значительного числа состояний возможно проявление низкочастотного фликкер-шума [4]. Однако из рис. 1 следует, что существенного различия правых ветвей кривых не наблюдается.

С целью стимулировать процессы генерации–рекомбинации в приповерхностной области применялась под-

светка детектора сильно поглощаемым излучением „синего“ светодиода [5]. Наблюдались низкочастотные шумы фототока ($\theta = 10.0$ мкс) в сопоставлении с объемной генерацией носителей слабо поглощаемым излучением „красного“ светодиода. Измерения выполнялись при смещении $U = 200$ В, что являлось верхней границей минимальных значений шума (рис. 1).

Представленные на рис. 2 данные говорят о полной идентичности воздействия „приповерхностной“ и „объемной“ подсветок. Пропорциональность среднеквадратичного шума величине тока указывает на дробовой характер шума.

В итоге из проведенных измерений можно заключить, что состояние границы раздела диэлектрик–кремний избыточного шума не вносит. О наличии поверхностных состояний, их энергетическом положении и концентрации можно судить по спектрам DLTS.

5.2. Измерения системы глубоких центров методикой DLTS

Задачей этого раздела являлись контроль объема материала и границы раздела AlN–(*p*-Si). С этой целью использовалась следующая процедура. В измерениях образец находился под обратным напряжением -10.0 В. Далее использовались два режима для напряжения заполнения (U_{fill}) глубоких центров. В первом — при перезарядке только центров в объеме $U_{\text{fill}} = -0.2$ В и общее напряжение оставалось обратным. Во втором режиме напряжение U_{fill} повышалось и перезарядка происходила при прямом напряжении $+2.5$ В. Это позволяло также изменять заполнение центров на границе AlN–(*p*-Si), т.е. зондировать одновременно и объем, и поверхность *p*-Si.

В результате исследований DLTS в образце была обнаружена сложная система глубоких уровней. Наряду с центрами, наблюдаемыми в объеме *p*-Si *H1*–*H5* (первый режим), при исследовании границы раздела (второй режим) наблюдался сложный пик, включающий центры *H5*–*H8* (рис. 3). Как и в работе [2], наиболее глубокий центр *H5* присутствует в существенно большей

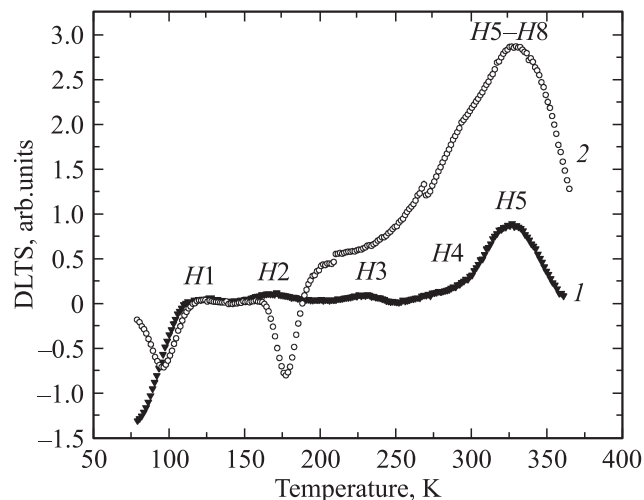


Рис. 3. Спектры сигнала DLTS при изменении заполнения центров в объеме (1) и в объеме, и на поверхности (2) *p*-Si. Параметры уровней приведены в таблице.

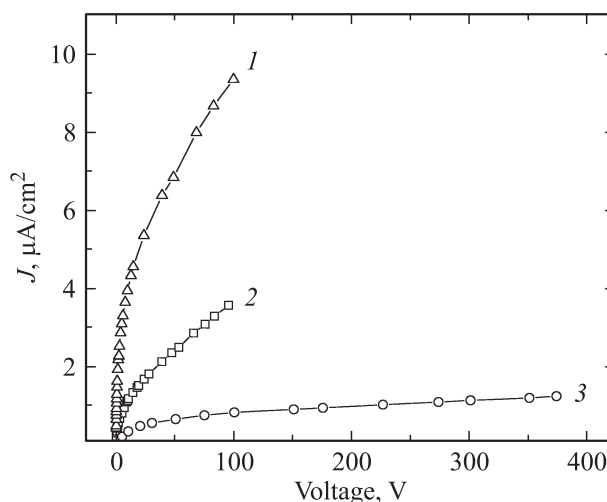


Рис. 4. Улучшение обратной ветви вольт-амперной характеристики МДП структуры с пленкой диэлектрика AlN: 1 — исходная, 2 — после хранения в течение года. 1, 2 — по результатам [2]; 3 — данная работа.

Глубокие центры, наблюдающиеся в объеме и на поверхности *p*-Si

Глубокий центр	Энергетический уровень, эВ	Сечение захвата дырки, см ²	Концентрация, см ⁻³
<i>H1</i>	$E_V + 0.21$	$7.0 \cdot 10^{-16}$	$1.0 \cdot 10^9$
<i>H2</i>	$E_V + 0.35$	$9.0 \cdot 10^{-15}$	$1.4 \cdot 10^9$
<i>H3</i>	$E_V + 0.45$	$3.0 \cdot 10^{-15}$	$1.4 \cdot 10^9$
<i>H4</i>	$E_V + 0.56$	$1.0 \cdot 10^{-15}$	$1.0 \cdot 10^9$
<i>H5</i> режим 1	$E_V + 0.64$	$8.0 \cdot 10^{-16}$	$1.4 \cdot 10^{10}$
<i>H5</i> режим 2	$E_V + 0.65$	$8.0 \cdot 10^{-16}$	$5.1 \cdot 10^{10}$
<i>H6</i>	$E_V + 0.32$	$5.0 \cdot 10^{-18}$	$1.0 \cdot 10^9$
<i>H7</i>	$E_V + 0.50$	$1.0 \cdot 10^{-15}$	$1.5 \cdot 10^{10}$
<i>H8</i>	$E_V + 0.56$	$5.0 \cdot 10^{-16}$	$2.8 \cdot 10^{10}$

концентрации при измерениях, включающих границу раздела, а именно $5.1 \cdot 10^{10}$ см⁻³ против $1.4 \cdot 10^{10}$ см⁻³ собственно в объеме (см. таблицу). Это указывает, что граница раздела пленки с полупроводником не достаточно совершенна.

При этом необходимо отметить, что полученная концентрация *H5* в 3 раза меньше аналогичной концентрации в работе [2], где тоже применялось магнетронное распыление, но на переменном токе. Последнее свидетельствует о прогрессе в технологии создания исследуемых структур. Этот результат подтверждается также данными рис. 4, где приведены значения плотности тока *J* при обратном смещении на детекторе по результатам [2] и настоящей работы.

6. Заключение

Для детекторов ядерных излучений качество обратной ветви вольт-амперной характеристики имеет особое значение. Возможность приложить высокое напряжение означает реализацию существенной протяженности рабочей зоны, а также эффективного дрейфового переноса создаваемых излучением носителей заряда.

По обсуждаемой в работе конструкции класса МДП с использованием высокоомного кремния *p*-типа и туннельно-тонкого нитрида алюминия в качестве диэлектрика в литературе имеется небольшое количество публикаций. Однако наблюдаемый прогресс в технологии структур свидетельствует о динамичном развитии детекторов этого типа.

Работа выполнена при поддержке гранта президента РФ „Ведущие научные школы“ НШ-2951.2008.2.

Список литературы

- [1] И.М. Котина, Л.М. Тухконен, Б.В. Спицын, А.Н. Блаут-Блачев, А.М. Ефременко, А.В. Корляков, В.В. Лучинин, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан. *Тез. 6-й Межд. конф. „Аморфные и микрокристаллические полупроводники“* (Санкт-Петербург, 7–9 июля 2008 г.) с. 262.
- [2] А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, И.М. Котина, Л.М. Тухконен, В.В. Лучинин, А.В. Корляков, А.М. Ефременко. Письма ЖТФ, **35** (10), 41 (2009).
- [3] A.B. Gillespie. *Signal, Noise and Resolution in Nuclear Counting Amplifiers* (London, Pergamon Press Ltd, 1953) p. 155.
- [4] М.Е. Бойко, В.К. Еремин, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, С.А. Голубков. ПТЭ, № 3, 111 (2000).
- [5] А.М. Иванов, Н.Б. Строкан. ЖТФ, **70** (2), 139 (2000).

Редактор Т.А. Полянская

Barriers on *p*-silicon of type metal–dielectric–semiconductor with nanothickness dielectric from nitride of aluminium

A.M. Ivanov, I.M. Kotina*, M.S. Lasakov*,
N.B. Strokan, L.M. Tuhkonen*

Ioffe Physicotechnical Institute
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* Petersburg Nuclear Physics Institute,
188350 Gatchina, Russia

Abstract The condition of a *p*-silicon–(nanothickness dielectric surface) is analysed. Spectra DLTS in modes of a deep centers recharging in volume of structure, and also its surface states are investigated. Character of noise as a function of a reverse bias by way of application of structure as nuclear radiations detector is certain. The conclusion is made, that the barrier used in structure possesses higher quality at deposition of the AlN nanodimension films by magnetron sputtering on constant, instead of an alternating current.