

06

## Апробация туннельных МДП-структур на $p$ -кремнии в качестве детекторов ядерных частиц

© А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, И.М. Котина, Л.М. Тухконен,  
В.В. Лучинин, А.В. Корляков, А.М. Ефременко

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
ПИЯФ им. Б.П. Константинова РАН, Гатчина, Ленингр. обл.  
Санкт-Петербургский государственный электротехнический  
университет „ЛЭТИ“  
E-mail: alexandr.ivanov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 2 декабря 2008 г.

Исследовались структуры класса металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) с туннельным диэлектриком из нитрида алюминия, выполненные на высокоомном кремнии  $p$ -типа проводимости. Определялись эффективность собирания заряда и разрешение по энергии при тестировании  $\alpha$ -частицами с энергией 5.4 MeV. Кроме того, исследовались природа шумов и состояние границы раздела диэлектрик– $p$ -Si. Показано, что параметры исследованных структур в качестве детекторов близки к широко используемым в настоящее время детекторам с барьером Шоттки на  $n$ -Si (Au– $n$ -Si). Снижение содержания глубоких центров на границе раздела позволит МДП-структурам на  $p$ -Si успешно конкурировать с детекторами на  $n$ -Si вследствие большей чистоты исходного материала.

PACS: 61.82.Fk, 61.80.-x

Барьеры Шоттки с тунельно-прозрачным диэлектриком из  $\text{SiO}_2$  интенсивно исследовались в варианте низкоомного кремния (см., например, [1–3]). Структуры на высокоомном кремнии вызвали существенно меньший интерес. Одной из причин была необходимость избегать высокотемпературных обработок, как правило, приводивших к ухудшению электрических параметров исходного высокоомного материала. В качестве диэлектрика, синтезируемого при низких температурах, весьма привлекателен нитрид алюминия (AlN), обладающий большим

значением диэлектрической проницаемости ( $\epsilon = 9$ ) и имеющий превосходные химические, термические и оптические свойства.

В работе [4] были описаны общие характеристики двух типов структур на  $p$ -Si с нанотолщинными пленками AlN, полученными методом реактивного магнетронного распыления: Al–AlN–( $p$ Si)–Pd и Pd–AlN–( $p$ Si)–Pd. Структуры имели выпрямляющий барьер со стороны AlN-пленки независимо от работы выхода металла. При этом под пленкой AlN в  $p$ -кремнии даже при отсутствии внешнего напряжения существовал инверсионный слой, что свидетельствует о большой величине потенциального барьера. Поэтому весьма интересным представляется проведение апробации таких структур в качестве детекторов ядерных частиц. В случае стабильности их характеристик при переходе к более чистому  $p$ -Si (удельное сопротивление  $\rho$  порядка сотни  $k\Omega \cdot \text{cm}$ ) они могут составить конкуренцию существующим детекторам с барьером Шоттки на  $n$ -Si. Значения  $\rho$  для  $n$ -Si заметно меньше, следовательно, при одинаковом напряжении смещения детекторы имеют меньшую рабочую область —  $W$  (протяженность области объемного заряда, смещенной в обратном направлении структуры). Отметим, что характеристики барьера Al–( $p$ Si) оказываются нестабильными во времени и детекторы на основе барьеров Шоттки на  $p$ -Si в настоящее время практически не используются [5]. В данной работе исследуются важные для детекторов ядерных частиц характеристики структур с промежуточным диэлектриком AlN.

1. Осаждение слоев AlN осуществляли в высоковакуумной камере, оснащенной турбомолекулярным насосом и магнетронной системой распыления с высокочастотным генератором. В качестве источника осаждаемого материала использовалась алюминиевая мишень, распыляемая в аргоново-азотной смеси  $P_{\text{Ar}+\text{N}_2} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ mm/Hg}$  (при  $P_{\text{Ar}} = P_{\text{N}_2}$ ). Остаточное давление в камере составляло  $(1-5) \cdot 10^{-5} \text{ mm/Hg}$ . Процесс магнетронного распыления проводили при постоянном напряжении смещения „катод (мишень)–анод“ в диапазоне  $60 \div 150 \text{ V}$ . Скорость осаждения составляла  $1-1.2 \mu\text{m/h}$ .

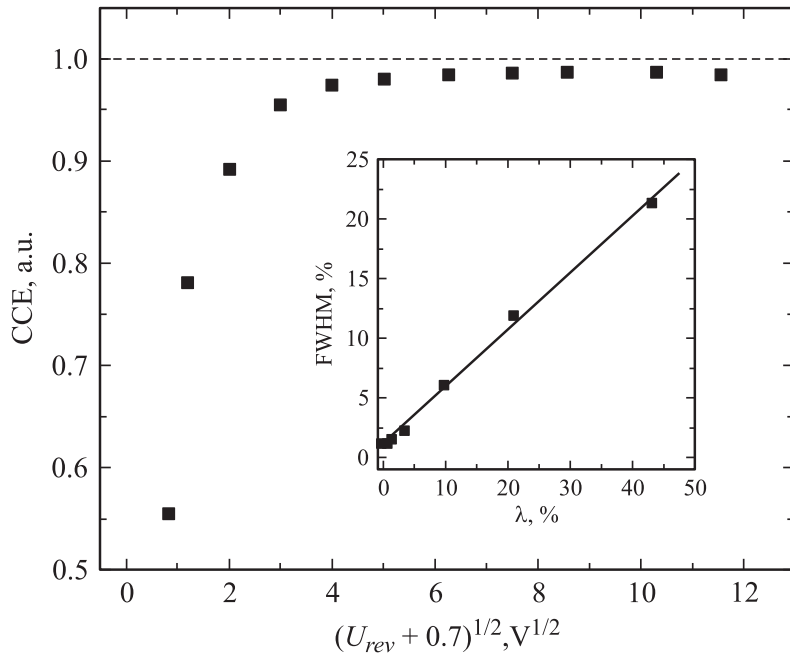
Типовая структура имела площадь  $0.44 \text{ cm}^2$  и была изготовлена на  $p$ -кремнии с  $\rho \approx 6 \Omega \cdot \text{cm}$  и длиной диффузии электронов  $L_D = 1.4 \text{ mm}$ . Толщина пленки AlN была порядка  $30 \text{ \AA}$ . Зависимость емкости ( $C$ ) от напряжения обратного смещения ( $U_{rev}$ ), измеряемая на частоте  $1 \text{ kHz}$ , в координатах  $1/C^2(U_{rev})$  была линейной с величиной наклона, соответствующей  $\rho$  подложки ( $p$ -Si).

2. Основными характеристиками детектора являются эффективность сбора заряда (CCE), разрешение по энергии (FWHM — ширина спектральной линии на уровне 0.5 от максимума), величина шума. Указанные параметры определялись при тестировании  $\alpha$ -частицами с энергией 5.4 MeV на стандартной спектрометрической установке. Число каналов амплитудного анализатора составляло 4000. Постоянная времени формирования импульса в тракте усиления ( $\theta$ ) варьировалась в диапазоне  $1 \div 10 \mu\text{s}$ .

При измерениях CCE и шумов к исследуемому детектору параллельно подключался  $p^+$ - $n$ -детектор, служащий эталоном. Этот детектор был получен в режиме „мелкой“ диффузии бора в  $n$ -кремний [6]. Толщина „входного окна“ детекторов такого типа весьма мала (от 200 Å в кремниевом эквиваленте), чему способствует сильное электрическое поле, возникающее вследствие резкого профиля введенного бора. Сказанное позволяет принять, что для  $p^+$ - $n$ -детектора CCE достигает 1.0.

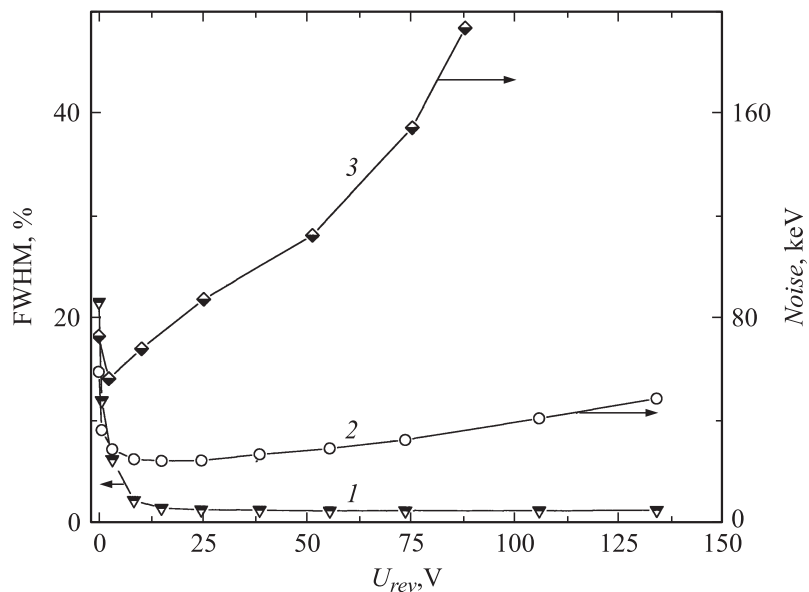
3. На рис. 1 приведена зависимость CCE( $U_{rev}$ ). Зависимость имеет типичный вид с „полочкой“, означающей насыщение переноса, созданного  $\alpha$ -частицей заряда. Однако при сравнении с эталонным детектором численное значение CCE составило в среднем 0.986. Отметим также большие потери заряда даже при напряжениях, обеспечивающих расположение трека (пробег  $\alpha$ -частицы составляет  $26 \mu\text{m}$ ) полностью в области поля  $W$ . Так, беря вторую точку графика, имеем потери 20% (CCE  $\approx$  0.8), несмотря на значение  $W = 32.8 \mu\text{m}$  и величину напряженности поля у поверхности порядка 1 kV/cm.

Зависимость разрешения за вычетом вклада шумов FWHM( $U_{rev}$ ) представлена на рис. 2. Шумы вносят заметный вклад, поскольку плотности токов структур при  $U_{rev} \approx 100 \text{ V}$  составляют несколько  $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ . Величины шума приведены на правой оси ординат для двух значений времени формирования  $\theta = 1.0$  и  $10 \mu\text{s}$ . Разрешение при малых смещениях невысоко, но существенно улучшается с ростом  $U_{rev}$  в полном соответствии с переходом к участку CCE  $\approx$  1.0 на рис. 1. Построение зависимости FWHM непосредственно в функции потерь заряда  $\lambda = 1 - \text{CCE}$  (см. фрагмент рис. 1) показало, что величины связаны линейно. Коэффициент пропорциональности, отражающий неоднородность потерь по площади детектора, оказался значительным —  $K = 0.46$ . Это следует отнести к неоднородностям поверхности  $p$ -Si. Отметим, что в литературе, в принципе, встречаются меньшие величины вплоть до  $K = 0.06$  [7].



**Рис. 1.** Эффективность сбора заряда в функции приложенного обратного смещения. За единицу принята эффективность эталонного детектора. Фрагмент — зависимость разрешения по энергии от величины потерь заряда, %:  $\lambda = 100(1 - \text{CCE})$ .

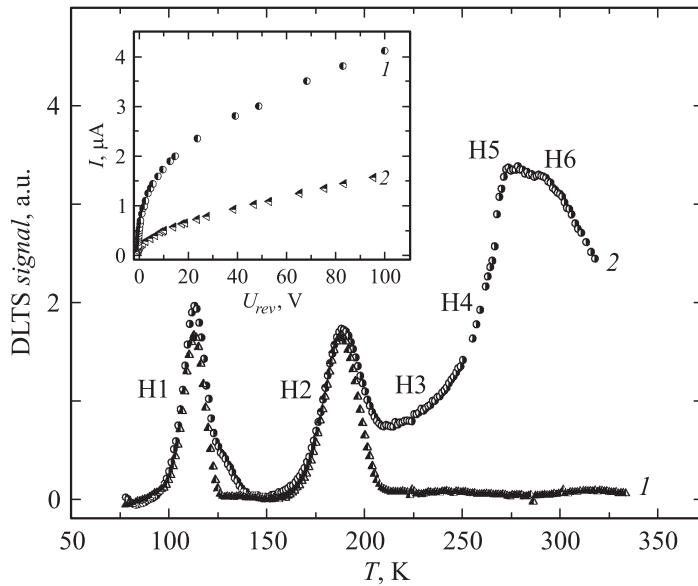
Что касается шумов, то их рост при переходе от  $\theta = 1.0$  к  $10 \mu\text{s}$  (см. рис. 2) указывает на их низкочастотный характер. Дополнительно было проведено сравнение с шумами эталонного  $p^+ - n$ -детектора. Ранее [8] было показано, что при протекании в них тока возникает „дробовой“ шум. Квадрат значений шума в функции тока ( $N^2(I)$ ) линеен, и наклон составляет  $1.16 \text{ keV}^2/\text{nA}$  для  $\theta = 1 \mu\text{s}$ . В сравнительных измерениях токи детектора с AlN диэлектриком и эталонного варьировались подсветкой в диапазоне  $\mu\text{A}$  (т.е. в диапазоне темновых токов AlN-детектора). Как и ожидалось, для эталонного образца ход  $N^2(I)$  был линеен с наклоном  $1.10 \text{ keV}^2/\text{nA}$ . Исследуемый детектор показал зависимость, близкую к квадратичной, что указывает на наличие фликер-шума [9].



**Рис. 2.** Зависимость разрешения по энергии (1) и уровня шума (2,3) от величины обратного смещения. Время формирования сигнала,  $\mu s$ : 2 — 1.0; 3 — 10.0.

4. Отмеченные выше особенности в зависимости  $CCE(U_{rev})$  и в поведении шумов в функции  $\theta$  и  $U_{rev}$  свидетельствуют о существенной роли поверхностных состояний на границе раздела диэлектрика и  $p$ -Si. Весьма интересным оказалось „медленное“, на протяжении года хранения снижение обратных токов структур (см. фрагмент рис. 3), что затруднительно связать с изменениями в объеме. Граница раздела исследовалась методом емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS). В задачу входило выявить наличие глубоких центров (ГЦ) и проследить динамику перестройки поверхностных состояний.

В измерениях образец находился под обратным напряжением  $-5.0 V$ . Далее использовались два режима напряжения заполнения ГЦ ( $U_{ful}$ ). В первом при исследовании объема  $U_{ful} = -0.2 V$  оставалось обратным. Во втором режиме напряжение повышалось до  $U_{ful} = +2.5 V$  в прямом направлении. Это позволяло также изменять заполнение



**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. Фрагмент — улучшение во времени обратной ветви вольт-амперной характеристики МДП-структуры с пленкой диэлектрика AlN. 1 — исходная, 2 — после хранения в течение года.

центров на границе AlN-(*p*Si), т. е. зондировать одновременно с объемом и поверхность *p*-Si. В результате были обнаружены 6 ГЦ (см. таблицу). Центры H1 и H2 наблюдались в DLTS спектрах (рис. 3) при обоих режимах, что означает их присутствие в объеме *p*-Si. При помощи второго режима удалось обнаружить еще 4 ГЦ (H3–H6), причем H5 и H6 имели в пересчете на единицу объема концентрации  $1.7 \cdot 10^{11}$  и  $1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Это указывает, что граница раздела AlN-(*p*Si) далека от идеальности. Измерения после хранения образцов в течение года подтвердили наличие динамики состояния поверхности. Так, концентрация центра H5 упала примерно в два раза и составила  $9.0 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Последнее коррелирует с указанным выше уменьшением обратных токов.

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

Глубокий центр	Энергетический уровень, eV	Сечение захвата дырки, $\text{cm}^2$	Концентрация, $\text{cm}^{-3}$
H1	$E_V + 0.20$	$9.0 \cdot 10^{-16}$	$1.0 \cdot 10^{11}$
H2	$E_V + 0.37$	$3.0 \cdot 10^{-15}$	$9.0 \cdot 10^{10}$
H3	$E_V + 0.32$	$5.0 \cdot 10^{-18}$	$3.7 \cdot 10^{10}$
H4	$E_V + 0.47$	$4.0 \cdot 10^{-16}$	$5.0 \cdot 10^{10}$
H5	$E_V + 0.51$	$2.0 \cdot 10^{-16}$	$1.7 \cdot 10^{11}$
H6	$E_V + 0.64$	$2.0 \cdot 10^{-15}$	$1.5 \cdot 10^{11}$

В заключение отметим, что структуры на высокоомном  $p$ -Si с диэлектриком AlN показали в качестве детекторов ядерного излучения характеристики, близкие к детекторам с барьером Шоттки. В противоположность барьерам на  $p$ -Si без слоя диэлектрика структуры не только не ухудшают во времени своих свойств, но и заметным образом улучшают обратную ветвь вольт-амперной характеристики. Вместе с тем следует уменьшить плотность состояний на границе раздела AlN-( $p$ Si) для снижения имеющегося в настоящее время уровня потерь заряда ( $\approx 1.0\%$ ) и фона низкочастотного шума. Имеются все основания ожидать, что в результате исследуемые структуры будут конкурентны выпускаемым промышленно детекторам на базе барьера Шоттки Au-( $n$ Si).

Авторы выражают благодарность А.И. Терентьевой, А.П. Михайлову за помощь в изготовлении образцов и И.И. Шишкину за помощь в измерениях.

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

## Список литературы

- [1] Гильман Б.И., Третьяков А.П. // ФТП. 1981. Т. 15. С. 1320.
- [2] Depas M., Van Meirhaeghe R.L., Laflere W.H., Cardon F. // Semicond. Sci. Technol. 1992. Т. 7. С. 1476.
- [3] Paul Benny E.T., Majhi J. // Semicond. Sci. Technol. 1992. Т. 7. С. 154.

Письма в ЖТФ, 2009, том 35, вып. 10

- [4] Котина И.М., Тухконен Л.М., Спицын Б.В., Блаут-Блачев А.Н., Ефре-  
менко А.М., Корляков А.В., Лучинин В.В., Иванов А.М., Строкан Н.Б. //  
6-я Международная конференция „Аморфные и микрокристаллические  
полупроводники“. Санкт-Петербург, 7–9 июля, 2008. С. 262–263.
- [5] Chattopadhyay P., Das K. // J. of Appl. Phys. 1996. Т. 80. С. 4229.
- [6] Вербицкая Е.М., Еремин В.К., Маляренко А.М., Строкан Н.Б., Суха-  
нов В.Л., Шмидт Б., Борани И. // ФТП. 1993. Т. 27. В. 11–12. С. 2068.
- [7] Иванов А.М., Калинина Е.В., Константинов А.О., Онушкин Г.А., Стро-  
кан Н.Б., Холузянов Г.Ф., Hallen A. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 14.  
С. 1.
- [8] Иванов А.М., Строкан Н.Б. // ЖТФ. 2000. Т. 70. В. 2. С. 139.
- [9] Бойко М.Е., Еремин В.К., Иванов А.М., Строкан Н.Б., Голубков С.А. // ПТЭ.  
2000. Т. 3. С. 111.