

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 α -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 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 ρ порядка сотни $k\Omega \cdot \text{cm}$) они могут составить конкуренцию существующим детекторам с барьером Шоттки на n -Si. Значения ρ 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 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 \AA . Зависимость емкости (C) от напряжения обратного смещения (U_{rev}), измеряемая на частоте 1 kHz , в координатах $1/C^2(U_{rev})$ была линейной с величиной наклона, соответствующей ρ подложки (p -Si).

2. Основными характеристиками детектора являются эффективность собирания заряда (CCE), разрешение по энергии (FWHM — ширина спектральной линии на уровне 0.5 от максимума), величина шума. Указанные параметры определялись при тестировании α -частицами с энергией 5.4 MeV на стандартной спектрометрической установке. Число каналов амплитудного анализатора составляло 4000. Постоянная времени формирования импульса в тракте усиления (θ) 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 α -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 α -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 $\lambda = 1 - CCE$ (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].

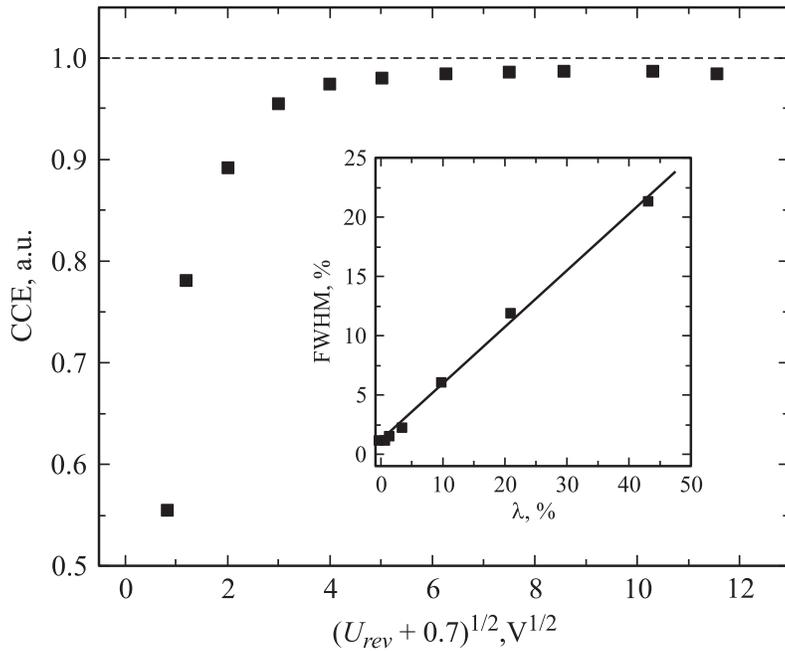


Рис. 1. Эффективность сбора заряда в функции приложенного обратного смещения. За единицу принята эффективность эталонного детектора. Фрагмент — зависимость разрешения по энергии от величины потерь заряда, %: $\lambda = 100(1 - \text{CCE})$.

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 μA (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].

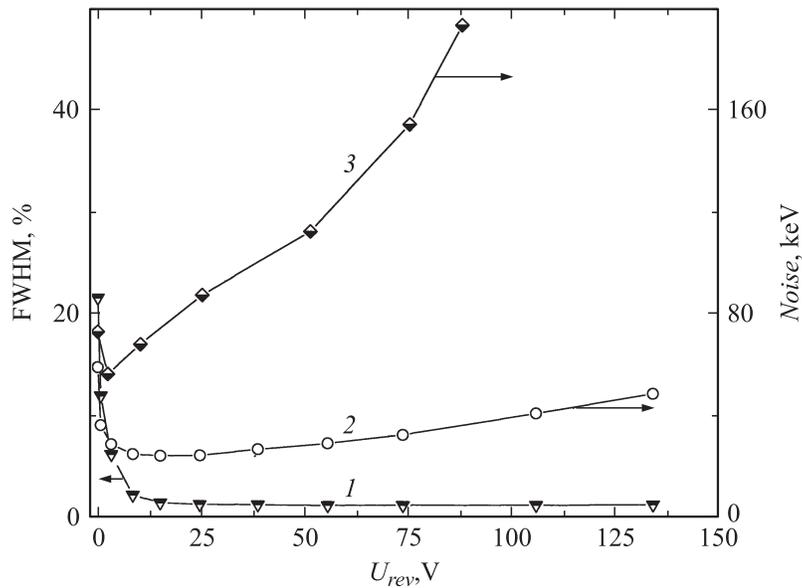


Рис. 2. Зависимость разрешения по энергии (1) и уровня шума (2, 3) от величины обратного смещения. Время формирования сигнала, μs : 2 — 1.0; 3 — 10.0.

4. Отмеченные выше особенности в зависимости $CCE(U_{rev})$ и в поведении шумов в функции θ 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

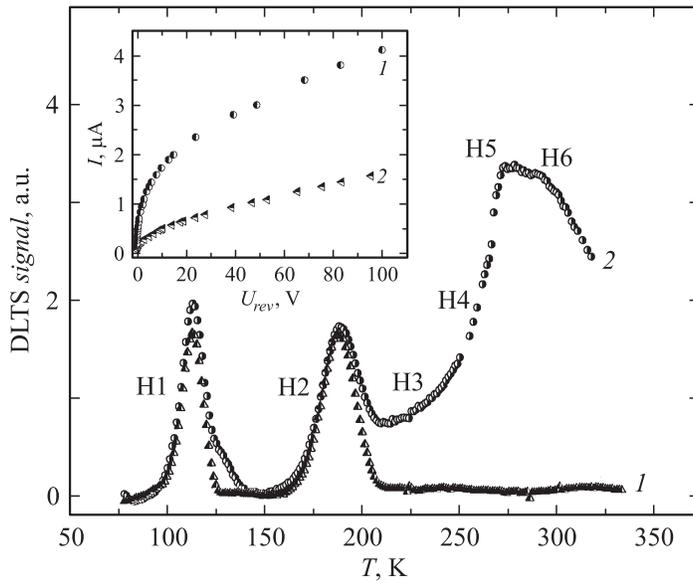


Рис. 3. Спектры сигнала DLTS при изменении заполнения центров в объеме (1) и в объеме и на поверхности (2) *p*-Si. Параметры уровней приведены в таблице. Фрагмент — улучшение во времени обратной ветви вольт-амперной характеристики МДП-структуры с пленкой диэлектрика AlN. 1 — исходная, 2 — после хранения 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, cm^2 | Концентрация, 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.