

## ЛОЖНЫЕ ПИКИ В СПЕКТРАХ DLTS ПЛАНАРНЫХ ДИОДНЫХ СТРУКТУР

Еремин В. К., Иванов А. М., Строкан Н. Б.

Проведены исследования планарных DLTS-структур на основе высокоомного *n*-кремния. Установлено появление ложных пиков DLTS, не связанных с глубокими уровнями в запрещенной зоне полупроводника.

Емкостная спектроскопия (DLTS) [1] как метод исследования дефектов в полупроводниковых материалах вышел за рамки физики глубоких центров и в настоящее время широко используется применительно к полупроводниковым приборам (радиационная стойкость, природа вольт-амперных характеристик и т. п.). При этом структура и топология исследуемых образцов определяются не требованиями эксперимента, а функциональным назначением данного прибора. Это обстоятельство вносит дополнительные трудности в интерпретацию результатов DLTS-анализа.

Ранее в [2] отмечалось, что наличие последовательного сопротивления высокоомной базы диода приводит к смещению пиков DLTS по температурной оси и даже к изменению знака сигнала. Дополнительные особенности (релаксационные процессы, не связанные с объемными свойствами полупроводника), согласно [3], могут возникать при наличии выпрямляющего барьера на тыловом контакте. В настоящей работе наблюдались пики в спектрах DLTS, не связанные с наличием уровней в запрещенной зоне кремния, а определяемые конструктивными особенностями планарных структур.

### Эксперимент

Были исследованы планарные  $p^+ - n - n^+$ -структуры, изготовленные из высокоомного *n*-Si с  $N_D - N_A \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Металлизация  $p^+$ -области осуществлялась таким образом, что металл заходил на окисел  $\text{SiO}_2$ , образуя структуру типа «расширенный электрод».

Спектры DLTS снимались в режиме постоянного напряжения на установке с частотой зондирующего сигнала 100 кГц. Перепад обратного смещения на образце  $|U_2| - |U_1| = 2 \text{ В}$ , кроме случая, представленного на рис. 1, а. Длительность напряжений  $U_2$  и  $U_1$  составляла 120 и 20 мс соответственно; моменты стробирования сигнала релаксации емкости выбирались  $t_2/t_1 = 110/10 \text{ мс}$ .

На рис. 1, а приведены спектры DLTS  $p^+ - n - n^+$ -диода при разных значениях  $U_2 - U_1$ . На первом спектре наблюдается резкое возрастание сигнала при низких температурах, что традиционно может трактоваться как высокотемпературный край пика, связанного с глубокими центрами. Тогда при более широком диапазоне напряжений  $U_2 - U_1$ , включающем первый, этот пик также должен присутствовать. Действительно, область Si при измерениях во втором случае шире, чем в первом, и содержит в себе ту часть полупроводника, которая исследовалась в первом эксперименте. Однако на втором спектре увеличение сигнала отсутствует.

На рис. 1, б представлены фрагменты спектров DLTS, снятые на том же образце при последовательном незначительном (0.1 В) увеличении напряжения  $U_2$  и при постоянной величине  $U_2 - U_1$ . Наблюдающиеся пики смещаются в

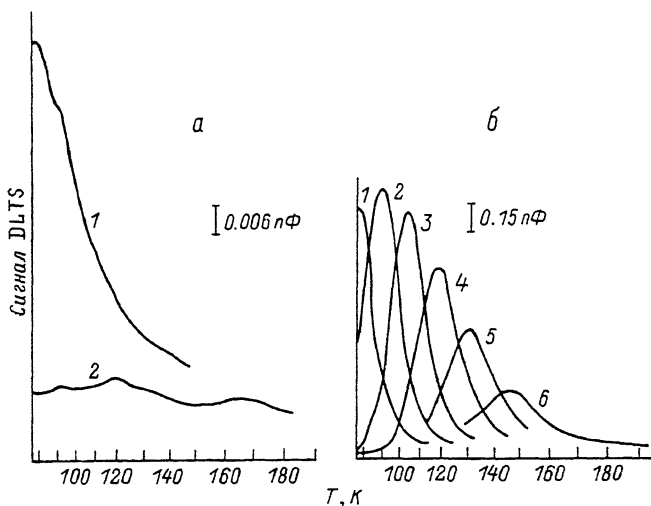


Рис. 1. Спектры DLTS планарной структуры с расширенным электродом.

1 —  $|U_2| = 5$  В,  $|U_1| = 2$  В; 2 —  $|U_2| = 6.4$  В,  $|U_1| = 0.2$  В (а).  $|U_2| = |U_1| = 2$  В;  $|U_2|$ , В: 1 — 3.6, 2 — 3.7, 3 — 3.8, 4 — 3.9, 5 — 4.0, 6 — 4.1 (б).

сторону высоких температур, значительно уменьшаясь по амплитуде. При этом небольшие изменения полной емкости структуры не могут объяснить такого уменьшения высоты пиков. Эти эффекты нельзя связать с обычными представлениями о глубоких уровнях (ГУ).

Другая характерная особенность проявляется в вольт-фарадных характеристиках образцов на рис. 2. В этих зависимостях, снятых при комнатной и азотной температурах, наблюдается ступень. Важно, что ее положение соответствует возрастанию сигнала DLTS.

### Обсуждение

Известно, что подобной особенностью обладают высокочастотные вольт-фарадные характеристики МДП структур [4]. Они имеют характерную ступень, соответствующую уменьшению МДП емкости при переходе ее из режима обогащения в режим обеднения, которая сдвигается с температурой [5, 6], что наблюдается и в наших зависимостях.

Поэтому нам представляется, что описанные выше эффекты связаны с наличием в исследуемых образцах МДП емкости под расширенным электродом, параллельной барьерной емкости основного  $p^+ - n$ -перехода. Установление диффузионно-дрейфового равновесия в таком МДП конденсаторе может формировать пики DLTS (рис. 1).

Покажем, что в нашем случае исследуемая релаксация МДП емкости не определяется глубокими центрами (ГЦ) на границе раздела Si—SiO<sub>2</sub>, как это происходит при измерении методом DLTS МДП структур [7]. На рис. 2 представлена также зависимость сигнала DLTS от напряжения  $U_2$ , снятая при постоянной разности  $U_2 - U_1$  при температуре 77 К. Как известно, при увеличении  $U_2$  изменяется энергетическое положение ГУ на границе Si—SiO<sub>2</sub> относительно уровня Ферми. Поэтому релаксационный сигнал при каждом последующем напряжении  $U_2$  должен включать в себя релаксацию за счет перезарядки вышележащих в запрещенной зоне на границе Si—SiO<sub>2</sub> уровней (рис. 3), что иллюстрируется работой [8], где каждый последующий спектр (по мере роста напряжения) включает в себя предыдущий. Вместо этого мы видим резкий спад сигнала при  $U_2 > 3.6$  В. Такой же эффект наблюдается на рис. 1, б, где спектры DLTS, снятые при больших  $U_2$ , не включают в себя сигналы, полученные при

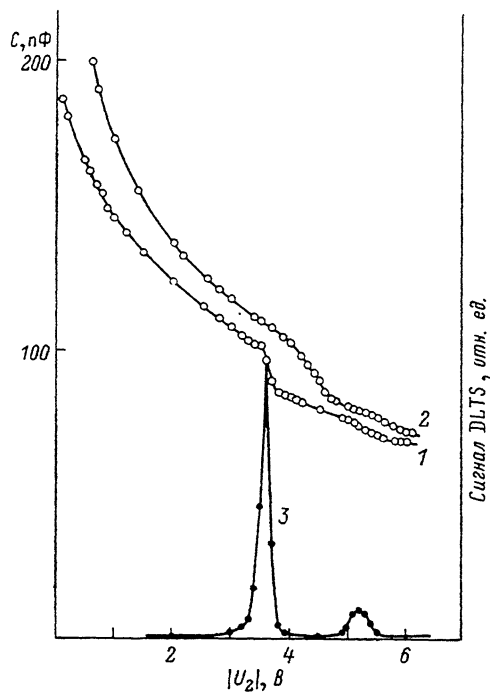


Рис. 2. Вольт-фарядные характеристики (1, 2) и сигнал DLTS при  $|U_2| - |U_1| = 2$  В (3) планарной структуры с расширенным электродом.

$T, K: 1, 3 - 77; 2 - 290.$

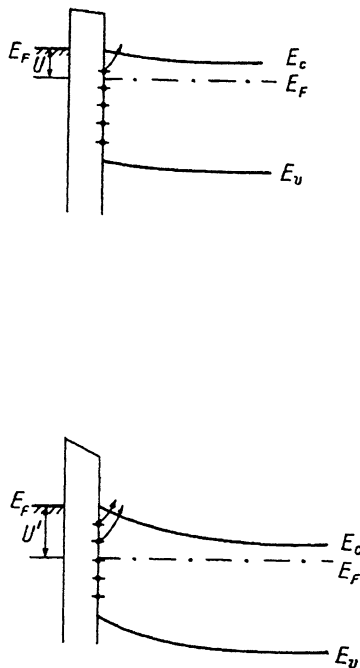


Рис. 3. Зонные диаграммы МДП структуры в режиме обеднения  $|U'| > |U_1|$ .

меньших напряжениях. Тем самым полученные результаты не укладываются в представления о перезарядке ГЦ в объеме Si и на границе Si—SiO<sub>2</sub>.

Однозначное установление природы наблюдавшихся в эксперименте процессов затруднено сложностью рассматриваемого объекта. Параллельное соединение МДП емкости и барьерной емкости основного  $p^+$ - $n$ -перехода приводит к тому, что слой пространственного заряда МДП емкости расширяется в область объемного заряда основной емкости.  $p^+$ -Область планарного диода и обогащенный  $n$ -слой вблизи границы Si—SiO<sub>2</sub> образуют дополнительный  $p^+$ - $n$ -переход, а после перевода МДП емкости в режим инверсии дырки могут поступать в приповерхностную область из  $p^+$ -области планарного диода.

Обычные представления о процессах в МДП структурах не позволяют объяснить наблюдаемые эффекты.

Наибольшая амплитуда пиков в спектрах DLTS проявляется при азотных температурах. Однако релаксация неравновесной МДП емкости за счет накопления неосновных носителей в режиме обеднения при этих температурах недостаточна, чтобы обеспечить наблюдаемый сигнал DLTS.

Релаксационный процесс охватывает весь диапазон напряжений, при которых формируется ступень на вольт-фарядной характеристике структуры. Но изменения емкости при достижении термически равновесного состояния в режимах обогащения и инверсии не распространяются на весь диапазон напряжений, при которых наблюдается релаксация. Поэтому затруднено объяснение в рамках единственного механизма.

Низкая температура и высокая частота измерительного сигнала не предполагают рассмотрения поверхностных состояний на границе Si—SiO<sub>2</sub> на основе методики построения эквивалентных схем захвата [9]. Широкий температурный интервал проявления эффекта не позволяет связать его с активационными процессами.

Установление точного механизма, определяющего рассмотренные релаксационные явления, требует дополнительных исследований на специально сконструированных образцах.

Таким образом, в результате проведенного анализа можно утверждать следующее.

1. Релаксация, связанная с МДП емкостью расширенного электрода, приводит к появлению пиков в спектрах DLTS, не связанных с ГУ в запрещенной зоне материала. Для их устранения нужно выбирать рабочее напряжение больше напряжения инверсии МДП емкости.

2. Особые трудности в объяснении результатов могут возникнуть при снятии профилей концентрации ГЦ в объеме полупроводника.

3. На наш взгляд, наблюдавшийся нами в ряде экспериментов плавно меняющийся значительный сигнал DLTS, интерпретируемый как «сплошной спектр» уровней, может быть также связан с указанной особенностью структур с расширенным электродом и не иметь отношения к ГУ в запрещенной зоне полупроводника.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3032.
- [2] Астрова Е. В., Лебедев А. А., Лебедев А. А. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 8. С. 1382—1385.
- [3] Еремин В. К., Иванов А. М., Строкан Н. Б., Шокина Е. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 9. С. 1613—1617.
- [4] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 453 с.
- [5] Peter V. Gray, Dale M. Brown // Appl. Phys. Lett. 1966. V. 8. N 2. P. 31—33.
- [6] Boudry M. R. // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 22. N 10. P. 530—531.
- [7] Johnson N. M. // J. Vac. Sci. Techn. 1982. V. 21. N 2. P. 303—314.
- [8] Лебедев А. А., Экке В. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 5. С. 831—835.
- [9] Свойства структур металл—диэлектрик—полупроводник / Под ред. А. В. Ржанова. Новосибирск, 1978. 279 с.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Получена 26.07.1991  
Принята к печати 22.10.1991