

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ПЛОТНОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ В МДП СТРУКТУРАХ С ПОМОЩЬЮ ЕМКОСТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ DLTS ПРИ УЧЕТЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С НЕОСНОВНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ ТОКА

А. А. Лебедев, В. Экке

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 9.06.1992 г. Принята к печати 22.06.1992)

Предлагается метод обработки результатов измерения спектров DLTS, который позволяет с достаточно хорошим приближением определить плотность поверхностных состояний (ПС) на границе полупроводник—диэлектрик в значительно расширенном интервале энергий ПС МДП структуры. Измерения релаксации напряжения производятся при разных постоянных положениях квазиуровня Ферми для электронов на поверхности полупроводника, и плотность ПС определяется в том же интервале энергий от состояния обогащения основными носителями тока до начала сильной инверсии. Предложенный метод проверен путем численного расчета перезарядки сплошного спектра при взаимодействии ПС с обеими разрешенными зонами.

Нестационарная спектроскопия глубоких центров при постоянной высокочастотной емкости СС-DLTS [1] позволяет исследовать параметры поверхностных состояний (ПС) на границе полупроводник—диэлектрик в МДП структурах. В полупроводнике *n*-типа проводимости возможно определение энергетического распределения плотности сплошного спектра ПС $N_{ss}(E)$ и скорости захвата электронов $c_n(E)$ на них только в верхней половине запрещенной зоны полупроводника. Измерение эмиссии электронов из ПС с энергией электронов $E < E_i$ (где E_i — энергия середины запрещенной зоны; энергия отсчитывается от экстремума валентной зоны вверх) затруднено из-за генерации неосновных носителей тока (ННТ) и захвата их на глубокие ПС. Этот процесс приводит к образованию в спектре DLTS максимума, который не связан ни с каким максимумом в плотности ПС [2, 3].

Избежать влияния ННТ на релаксацию заряда можно в приборах типа полевого транзистора [4] или в приборах с зарядовой связью путем экстракции ННТ из слоя объемного заряда под затвором МДП структуры. Такой метод позволяет измерять $N_{ss}(E)$ практически по всей ширине запрещенной зоны полупроводника. Однако при измерении МДП конденсаторов область определения $N_{ss}(E)$ ограничена из-за влияния ННТ интервалом энергий $E \geq E_i + 0.1$ эВ. Это является серьезным недостатком метода DLTS, так как ПС вблизи середины запрещенной зоны наиболее чувствительны к деталям технологии МДП приборов. В настоящей работе предлагается метод оценки $N_{ss}(E)$ из измерений СС-DLTS на обычных МДП конденсаторах, который устраняет указанный недостаток.

Сигналом СС-DLTS при температуре T является изменение напряжения $\Delta U(T)$ на затворе, которое компенсирует изменение заряда на поверхности полупроводника в интервале времени от t_1 до t_2 после окончания импульса заполнения ПС электронами [1]:

$$\Delta U(T) = \frac{q}{C_0} \frac{N_{ss}(E)}{1 + \alpha} kT \ln \frac{t_2}{t_1}, \quad (1)$$

где q — заряд электрона, C_0 — удельная емкость окисла МДП структуры. Шкала энергий $E(T)$ в сплошном спектре ПС определяется путем изменения положения квазиуровня Ферми для электронов E_n на поверхности полупроводника во время импульса заполнения (ПС с $E \geq E_n$ не заполняются электронами) [5] или во время эмиссии электронов с ПС (не происходит опустошения уровней с $E \leq E_n$) [6], или оба метода совместно [7].

В уравнении (1) параметр $\alpha = 0$ при обычных предположениях, т. е. когда $N_{ss}(E)$ и $c_n(E)$ слабо зависят от E в пределах нескольких kT , скорость захвата дырок на ПС $c_p(E) = 0$ и концентрации свободных электронов n_s и дырок p_s на поверхности полупроводника во время эмиссии носителей тока $n_s = p_s = 0$. Если же не все из указанных выше условий выполняются, то $\alpha \neq 0$. Например, оценка влияния $c_n(E)$ приводит к $\alpha = \alpha_1 = kTd [\ln c_n(E)] / dE$ [1]. При $n_s \neq 0$ $\alpha = \alpha_2 = n_s / n_1(E)$ [8], где $n_1(E) = N_c \exp [-(E_c - E) / kT]$, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости с энергией нижнего края E_c . При учете взаимодействия ПС с обеими зонами в α входит также p_s . Расчет зависимости $p_s = f(t)$ на модели в [2] показал, что в окрестности пика DLTS, связанного с перезарядкой ПС дырками, p_s растет сверхлинейно в интервале времени от t_1 до t_2 . Таким образом, решение для ΔU на основе стационарного p_s в общем случае невозможно.

Рассмотрим приближение, когда α не зависит от времени, и проинтегрируем выражение $\Delta U/T$, взятое из уравнения (1), по температуре:

$$\int_0^\infty \frac{\Delta U}{T} dT = \frac{q}{C_0} k \ln \frac{t_2}{t_1} \int_{E_c}^{E_n} \frac{N_{ss}(E)}{1 + \alpha} \frac{dT}{dE} dE.$$

Определим $N_{ss}(E)$ из роста этого интеграла при увеличении изгиба зон:

$$N_{ss}(E_n) = \frac{C_0 [1 + \alpha(E_n)]}{\ln(t_2/t_1)} \left(\frac{dT}{dE} \right)_{E_n}^{-1} \frac{d \int_0^\infty \frac{\Delta U}{T} dT}{d(E_c - E_n)}. \quad (2)$$

Связь dE/dT между энергией ПС и температурой, при которой они перезаряжаются, зависит от механизмов перезарядки ПС. При $E_n > E_i$ перезарядка ПС происходит прежде всего путем эмиссии электронов. Для этого процесса предполагается, что максимальный вклад в ΔU дают уровни со скоростью эмиссии электронов $e_n = e_{no}$, где $e_n = c_n N_c \exp [-(E_c - E) / kT]$ и $e_{no} = \ln(t_2/t_1) / (t_2 - t_1)$. Это приводит к отношению

$$\left(\frac{dT}{dE} \right)^{-1} = k \ln \frac{e_{no}}{c_n N_c}. \quad (3a)$$

c_n определяется из температуры T^* , при которой $\Delta U(T^*, E_n)$ уменьшается на 38% от его максимального значения в случае глубокого обеднения при одинаковом T^* из отношения $e_n(T^*, E_n) = e_{no}$ [6].

Для ПС с $E \in E_i$ главным механизмом перезарядки является захват термически генерированных дырок. Предположим, что генерация происходит через рекомбинационные центры с энергией E_i и эффективной скоростью захвата носителей тока c_i . c_i определяется из температуры T_i пика ННТ в спектре DLTS при $E_n = E_i$, т. е. при условии, что генерация ННТ через эти центры происходит,

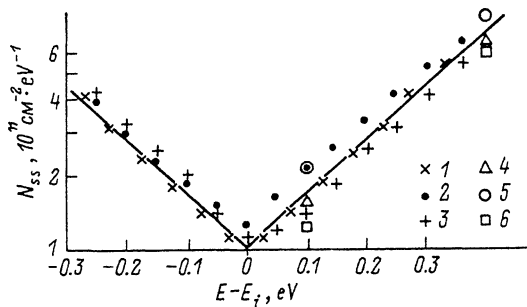


Рис. 1. Применение приближенных методов для оценки из расчетных $\Delta U(T_i, E_n)$ — зависимостей МДП структур с параметрами: $\bar{N}_{ss}(E) = 10^{11} \exp[(E - E_i) \cdot 5 \text{ эВ}^{-1}] \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ (сплошная кривая), $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $C_0 = 3.3 \cdot 10^{-8} \Phi \cdot \text{см}^{-2}$, $t_2 - 2t_1 = 40 \text{ мс}$, $c_n (E < E_i) = c_p (E > E_i) = 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$, c_n , $\text{см}^3/\text{с}$ для $E > E_i$: точки 1, $4 \cdot 10^{-8}$; 2, $5 \cdot 10^{-8} \exp[(E - E_i)(-10 \text{ эВ}^{-1})]$; 3, $6 \cdot 10^{-8} \times \exp[(E - E_i)(10 \text{ эВ}^{-1})]$. c_p , $\text{см}^3/\text{с}$ для $E < E_i$: 1, $2 \cdot 10^{-8}$; 3— $6 \cdot 10^{-8} \exp[(E - E_i)(10 \text{ эВ}^{-1})]$. Точки 1—3 — результаты расчета по уравнению (2), 4—6 — результаты расчета $N_{ss}(E)$ по уравнению (1) в пределах применимости метода DLTS при учете только эмиссии основных носителей тока.

но их захват на более глубокие ПС еще незначительно задерживает аккумуляцию свободных ННТ:

$$e_{no} = c_i N_c \exp[-(E_c - E_i)/kT].$$

Используем c_i в уравнении (3а) вместо c_n и получим для $E_n < E_i$

$$\left(\frac{dT}{dE}\right)^{-1} = \frac{E_c - E_i}{T_i}. \quad (3б)$$

В реальных приборах практически всегда изгиб зон неоднороден по площади структуры и возможно также существование ПС с $c_p \gg c_n$. Поэтому заметная генерация ННТ начинается уже при среднем $E_n \approx E_i + 0.1 \text{ эВ}$, и с этого значения E_n приходится применять уравнение (3б).

Приближения, использованные при выводе формул (2) и (3), могут приводить к отклонению вычисленного по этим формулам $N_{ss}(E)$ от истинного. Для определения пределов применимости формул (2) и (3) были проведены расчеты на моделях с произвольно выбранными $\bar{N}_{ss}(E)$, $c_n(E)$ и $c_p(E)$. На рис. 1 приведены результаты сопоставления $\bar{N}_{ss}(E)$, заложенного в модель (сплошная линия), со значениями N_{ss} , вычисленными по уравнениям (2) и (3) при $\alpha = 0$. На рис. 1 показано, что для $E > E_i$ получаются примерно одинаковые отклонения от заложенного в модель распределения $\bar{N}_{ss}(E)$ и результатов, полученных либо по уравнениям (2) и (3а), либо по уравнению (1). Для повышения точности результатов в обоих методах обработки данных DLTS можно заменить на приведенное выше $\alpha = \alpha_1(T^*, E_n)$.

В нижней половине запрещенной зоны ошибка в распределении $N_{ss}(E)$, вычисленном по уравнениям (2) и (3б), бывает при $\alpha = 0$ меньше 20% относительно $\bar{N}_{ss}(E)$, заложенного в модель. Это было проверено для $|\ln c_{n,p}/dE| < 20 \text{ эВ}^{-1}$ и при наличии дополнительных генерационных механизмов в объеме полупроводника, если время жизни носителей тока $\tau > 10^{-6} \text{ с}$ [3].

Отклонения растут, если в изменении заряда на поверхности полупроводника за время от t_1 до t_2 заметный вклад дает рост заряда свободных ННТ. В [2] показано, что эта дополнительная перезарядка в валентной зоне особенно влияет на ΔU , если она происходит при высоких температурах и больших изгибах зон. Чтобы расширить исследуемую область в нижней половине запрещенной зоны,

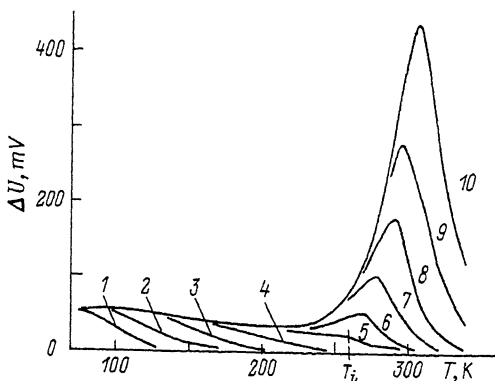


Рис. 2. Экспериментальные зависимости $\Delta U(T)$ при разных положениях квазиуровня Ферми для электронов на поверхности полупроводника во время релаксации; $t_2 = 2t_1 = 0.4$ с. Образец n -Si (111), $N_D = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, окисление в O_2 : 3% HCl при $T = 1000^\circ\text{C}$, толщина окисла 100 нм. $E_n - E_i$, эВ: 1 — 0.4, 2 — 0.3, 3 — 0.2, 4 — 0.1, 5 — 0, 6 — -0.05, 7 — -0.1, 8 — -0.15, 9 — -0.2, 10 — -0.25.

необходимо измерять перезарядку при больших временах t_1 и t_2 и, следовательно, при низких температурах. Например, при $t_2 = 2t_1 = 2$ с, $c_n = c_p = 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$, концентрации мелких доноров $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ расчетный результат для $N_{ss}(E)$, вычисленный по уравнению (2), повышается на $10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ при $E - E_i \approx -0.2$ эВ и на $10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ при $E - E_i \approx -0.3$ эВ по сравнению с $\tilde{N}_{ss}(E)$ в модели.

Практические измерения производятся таким образом, что во время одного медленного сканирования температуры на ЭВМ вычисляется для нужных положений E_n и текущего T емкость C МДП структуры [9]. Значение C вводится в DLTS-установку с автоматической стабилизацией емкости и компенсацией проводимости измеряемой структуры. Следует отметить, что при измерении $\Delta U(T)$ поддерживается постоянная величина $E_n - E_i$, а емкость C структуры изменяется при изменении T . Величина C постоянна только во время релаксации после импульса заполнения ПС при квазистационарной температуре.

Экспериментальный пример применения предложенного метода приведен на рис. 2 и 3, кривая 1. На рис. 3, кривая 2 приведен также результат оценки N_{ss} из вольт-фарадной характеристики [9] при 300 К того же образца. Сравнение показывает, что именно в нижней половине запрещенной зоны наблюдается

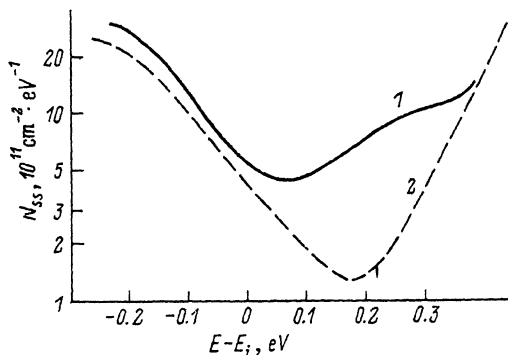


Рис. 3. Сравнение результатов определения $N_{ss}(E)$: 1 — из измерений DLTS, показанных частично на рис. 2; 2 — из измерений вольт-фарадной характеристики того же образца при 300 К и частоте 170 кГц.

хорошее согласие обоих методов. Минимум на кривой 2 возникает вследствие недостаточно высокой измерительной частоты (170 кГц) при измерении вольт-фарадной характеристики и неоднородного по площади структуры изгиба зон и является ложным [9]. В указанном примере определяется ширина гауссова распределения изгиба зон σ_E [6] из спада $\Delta U(E_n)$ при постоянном T (рис. 2). При среднем $E_n - E_i = 0.2$ эВ $\sigma_E = 0.07$ эВ. На модели [3] проверено, что неоднородное по площади МДП структуры распределение ПС и встроенного в окисел заряда приводит в предлагаемом методе только к соответствующим неточностям в определении энергии ПС, но средняя плотность ПС не фальсифицируется, как при оценках $N_{ss}(E)$ из вольт-фарадных характеристик [9].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] N. M. Johnson, J. Vac. Sci. Techn., 21, 303 (1982).
- [2] А. А. Лебедев, В. Экке, С. С. Юферев. ФТП, 19, 1791 (1985).
- [3] А. А. Лебедев, В. Экке. ФТП, 19, 1971 (1985).
- [4] K. L. Wang. IEEE Trans. Electron. Dev., ED-27, 2231 (1980).
- [5] N. M. Johnson. Appl. Phys. Lett., 34, 802 (1979).
- [6] T. J. Tredwell, C. R. Viswanathan. Sol. St. Electron., 23, 1171 (1980).
- [7] T. Katsube, K. Kakimoto, T. Ikoma. J. Appl. Phys., 52, 3504 (1981).
- [8] А. А. Лебедев, В. Экке. ФТП, 19, 831 (1985).
- [9] В. Г. Литовченко, А. П. Горбань. Основы физики микрорелектронных систем металл—диэлектрик—полупроводник, 316. Киев (1978).

Редактор В. В. Чалдышев
