

О ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЕМКОСТИ И АКТИВНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ В ПЕРЕКОМПЕНСИРОВАННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Берман Л. С., Ломасов В. Н., Ткаченко В. Н.

Проведен теоретический анализ применимости метода температурной зависимости емкости и активной проводимости для определения параметров глубоких центров в перекомпенсированном полупроводнике. Показано, что применимость метода ограничивается выполнением двух условий.

а. Изменение барьерной емкости от низкочастотной до высокочастотной и изменение емкости диода от высокочастотной до геометрической емкости пластины происходят в разных температурных интервалах.

б. Температурные зависимости высокочастотной емкости и емкости области электрической нейтральности диода пренебрежимо малы по сравнению с температурной зависимостью сопротивления области электрической нейтральности.

Проведен анализ экспериментальных данных, подтверждающий этот вывод.

Введение. Для полупроводников, перекомпенсированных глубокими центрами (ГЦ), не применимы методы релаксационной емкостной спектроскопии (DLTS, НЕСГУ), разработанные для слабо компенсированных полупроводников [1; 2, т. 2]. Для диодов с перекомпенсированной базой (ДПБ) и МДП структур с перекомпенсированной базой, а также для перекомпенсированных полупроводников разработаны методы, использующие температурную и (или) частотную зависимость емкости или активной проводимости (тангенса угла потерь $\operatorname{tg} \delta$) [2, т. 3; 3-5]. Преимуществом методов температурных зависимостей (при заданной частоте измерения $\omega = \text{const}$) является возможность использования цифровых измерителей импеданса с высокой точностью (4-5 разрядов). Целью настоящей работы является определение пределов применимости этих методов.

Т е о р и я

В интервале температур, где неравенство $\omega \tau \ll 1$ изменяется на обратное (τ — время термоионизации ГЦ), барьерная емкость C_0 уменьшается от низкочастотной $C_{пч}$ до высокочастотной $C_{вч}$, причем для ДПБ $C_{пч} - C_{вч}$ и $C_{вч}$ одного порядка. В том же интервале температур проходят через максимум активной проводимости $p-n$ -перехода, обусловленная инерционностью перезарядки ГЦ, $G_{гн}$. В диоде со слабо перекомпенсированной базой $G_{гн}$ максимальна при $0.5 \omega \tau = 1$ [2, с. 66]. Можно показать, что в ДПБ $G_{гн}$ максимальна также при $\omega \tau \sim 1$. При охлаждении возрастает сопротивление области электрической нейтральности (ОЭН) R_n , что приводит к уменьшению емкости диода от барьерной C_0 до геометрической емкости пластины C_r . В области сильного температурного уменьшения емкости диода проходят через максимум активной проводимости диода G и $\operatorname{tg} \delta$ (рис. 1).

а. Примем, что изменение C_0 от $C_{пч}$ до $C_{вч}$ и изменение емкости диода от $C_0 = C_{вч}$ до C_r , обусловленное температурной зависимостью $R_n(T)$, происходит в разных интервалах температур. В дальнейшем будем рассматривать

второй интервал температур ($\omega \tau \gg 1$, $C_0 = C_{вч}$). В нем можно пренебречь проводимостью $G_{гн}$. Тогда эквивалентная схема ДПБ может быть представлена в виде параллельной цепочки емкости $C_{п}$, сопротивления $R_{п}$ ОЭН и барьерной емкости $C_0 = C_{вч}$, соединенных последовательно. В большинстве приборов для измерения полной проводимости используется параллельная схема замещения (пар СЗ). Соотношения, связывающие параметры эквивалентной схемы диода со значениями емкости $C_{пар}$ и активной проводимости $G_{пар}$, измеренными

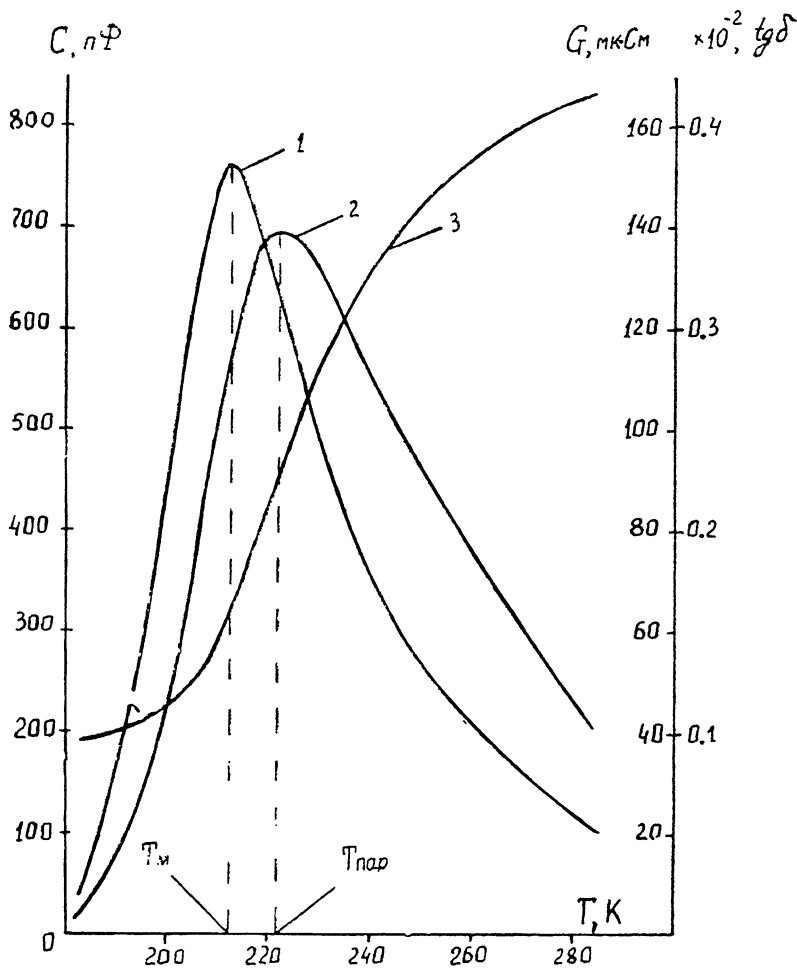


Рис. 1. $p^+ - n$ -Диод.

База перекомпенсирована остаточными ГЦ с уровнем $E_0 = 0.27$ эВ. Температурные зависимости: 1 — тангенс угла потерь $\text{tg } \delta$, 2 — активная проводимость G , 3 — емкость C (измерения по параллельной схеме замещения, $f = 150$ кГц).

по параллельной СЗ, а также с $\text{tg } \delta$, приведены в работах [4, 6, 7]. Они эквивалентны формуле (3. 7) работы [2] или формуле (1) работы [7] для последовательной схемы замещения (посл СЗ). В ДПБ на границе между областью объемного заряда (ООЗ) и ОЭН имеется слой неполной ионизации (СНИ) глубоких центров; перекомпенсирующих базу. При охлаждении толщина СНИ $h_{СНИ}$ возрастает; толщина же той части ООЗ, где ГЦ ионизованы полностью, слабо зависит от температуры [8]. Поэтому при охлаждении толщина всей ООЗ h возрастает, а емкость $C_{вч}$ уменьшается. При больших обратных напряжениях ($V \gg V_k$, где V_k — контактная разность потенциалов между областями p и n) выполняется неравенство $h_{СНИ} \ll h$.

б. При $V \gg V_k$ и $C_{вч} \gg C_r$ можно пренебречь температурной зависимостью емкостей $C_{вч}$ и C_r . Тогда температурные зависимости $C_{пар}(T)$, $G_{пар}(T)$ и $\text{tg } \delta(T)$

определяются только температурной зависимостью $R_n(T)$. Ниже некоторой температуры T^* удельное сопротивление ОЭН ρ_n определяется из выражения [9]

$$\rho_n = \rho_{ncx} M \exp(\Delta E/kT), \quad (1)$$

где ρ_{ncx} — удельное сопротивление исходного (не компенсированного) полупроводника, ΔE — энергия ионизации ГЦ, k — постоянная Больцмана. Для n -полупроводника с концентрацией мелких доноров $N_{дм}$, перекомпенсированного глубокими акцепторами с концентрацией $N_{ар}$, которым соответствует уровень в верхней половине запрещенной зоны,

$$M = \frac{N_{ар} - N_{дм}}{N_p}, \quad (2a)$$

где N_p — эффективная плотность состояний в зоне проводимости. Для p -полупроводника с концентрацией мелких акцепторов $N_{ам}$, перекомпенсированного глубокими донорами с концентрацией $N_{др}$, которым соответствует уровень в нижней половине запрещенной зоны,

$$M = \frac{N_{др} - N_{ам}}{N_p}, \quad (2б)$$

где N_p — эффективная плотность состояний в валентной зоне. При $T < T^*$ можно пренебречь температурной зависимостью параметров ρ_{ncx} и M по сравнению с экспоненциальной зависимостью $\rho_n(T)$. Можно показать, что при $T < T^*$ и при выполнении условий а и б справедливы следующие соотношения:

$$\ln P + \frac{\Delta E}{kT} = 0.5 \ln \left(\frac{C_{вч} - C_{пар}}{C_{пар} - C_r} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\operatorname{tg} \delta}{\operatorname{tg} \delta_m} = \frac{2q}{1+q^2}, \quad (4)$$

где $P = \omega C_n (1+d) R_{вч} M$, $d = C_d/C_n$, $R_{вч}$ — значение R_n для такого же диода из исходного (не компенсированного) полупроводника, $\operatorname{tg} \delta_m$ — максимальное значение $\operatorname{tg} \delta$, через которое он проходит при температуре T_m , $q = R_n(T)/R_n(T_m)$.

Таким образом, энергия ионизации ГЦ равна тангенсу угла наклона прямой в координатах $(kT)^{-1} \div 0.5 \ln \left(\frac{C_{вч} - C_{пар}}{C_{пар} - C_r} \right)$, а сама прямая отсекает на оси y отрезок, равный $\ln P$. Зная параметры, входящие в (2a) или (2б) и (3), можно определить концентрацию ГЦ. Можно показать, что выражение (3) для параллельной СЗ эквивалентно выражениям (3.7) и (3.14) работы [2] для последовательной СЗ. Используя экспериментальную зависимость $\operatorname{tg} \delta(T)$, из (4) определяем $q(T)$. С другой стороны, из температурной зависимости $R_n(T)$ получаем

$$k \ln q = \Delta E (T^{-1} - T_m^{-1}). \quad (5)$$

Таким образом, энергия ионизации ГЦ равна тангенсу угла наклона прямой в координатах $(T^{-1} - T_m^{-1}) \div k \ln q$.

Можно показать, что проводимость $G_{пар}$ проходит через максимум при выполнении соотношения

$$\omega \tau_m (1+d) = 1, \quad (6)$$

а $\operatorname{tg} \delta$ — при

$$\omega \tau_m \sqrt{1+d} = 1, \quad (7)$$

где τ_m — максвелловское время для ОЭН.

Можно показать также, что максимальные значения $G_{пар}$ и G_{rn} соизмеримы. Из сравнения (6) и (7) следует, что $\operatorname{tg} \delta$ проходит через максимум при температуре T_m , меньшей, чем $T_{пар}$, но близкой к ней (рис. 1).

Для проверки выполнения условия а сравним температуры T_{rn} и $T_{пар}$, при которых проходит через максимум соответственно G_{rn} и $G_{пар}$. Для определенности рассмотрим n -базу, перекомпенсированную глубокими акцепторами. Используя известные выражения для τ и τ_m [2, с. 20, 73], получаем

$$\tau_M/\tau = \sigma_n \nu_{nt} (N_{ar} - N_{\Sigma}) \varepsilon a^2_{вск}, \quad (8)$$

где ε_a — диэлектрическая проницаемость, σ_n — сечение захвата электрона, ν_{nt} — тепловая скорость электрона.

Задаваясь для n -кремния величинами $\rho_{вск} = 500 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ($N_{\Sigma} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$), $N_{ar} = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\sigma_n = 10^{-14} \text{ см}^2$, $\nu_{nt} = 10^7 \text{ см}^{-1}$ и $d = 10$, получаем $\omega \tau_M (1+d)/\omega \tau = 5 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, проводимость $G_{нар}$ проходит через максимум обычно при более низкой температуре, чем проводимость $G_{га}$ (т. е. $T_{нар} < T_{га}$). Оценим температурный интервал $T_{га1} \div T_{га2}$, в котором τ изменяется на несколько порядков. Будем пренебрегать температурной зависимостью $\sigma_n(T)$ и $N_c(T)$, тогда $T_{га1}$ и $T_{га2}$ будут связаны соотношением

$$T_{га2} = T_{га1} \left[1 + \frac{kT_{га1}}{\Delta E} \ln |a| \right], \quad (9)$$

где $a = \tau(T_{га2})/\tau(T_{га1})$. Зададимся $a = 5 \cdot 10^{-3}$. Тогда при $\Delta E = 0.15 \text{ эВ}$ и $T_{га1} = 110 \text{ К}$ получаем $T_{га2} = 156 \text{ К}$, а при $\Delta E = 0.55 \text{ эВ}$ и $T_{га1} = 300 \text{ К}$ — $T_{га2} = 430 \text{ К}$. Таким образом, для ГЦ с большей энергией ионизации интервал $T_{га1} \div T_{га2}$ обычно шире. Поэтому условие а лучше выполняется для ГЦ с большей энергией ионизации [при равных значениях d и параметров, входящих в правую часть (8)].

Выполнение условия б не представляет затруднений для диодов с базой из полупроводника с $\rho_{вск}$ порядка десятков Ом·см и выше.

Результаты экспериментов и их анализ

1. Рассмотрим $p^+ - p$ -диод, база которого перекомпенсирована ГЦ с уровнем $E_c - 0.27 \text{ эВ}$ [2, с. 83]. Эти ГЦ идентичны ГЦ, приведенным в [10-12]. Зависимости $C_{нар}(T)$, $G_{нар}(T)$ и $\text{tg } \delta(T)$ для этого диода приведены на рис. 1, из которого видно, что при $f = 150 \text{ кГц}$ $G_{нар}$ максимальна при $T_{нар} = 223 \text{ К}$, а $\text{tg } \delta$ — при $T_n = 212 \text{ К}$. Используя экспериментальную зависимость $\tau(T)$ для уровня $E_c - 0.27 \text{ эВ}$ [2, с. 84; 10], находим, что $\omega \tau = 1$ при $T = T_{га} = 340 \text{ К}$. Таким образом, условие а выполняется. Поэтому определение энергии ионизации по температурной зависимости емкости диода [см. формулы (3. 7) и (3. 14) работы [2] или (3) настоящей работы] при выполнении также условия б дает правильное значение энергии ионизации, совпадающее с ее значением, полученным методом изотермической релаксации емкости для $p^+ - n$ -диода со слабо компенсированной базой [7, 10].

2. Рассмотрим далее $p^+ - n$ -диод, база которого перекомпенсирована золотом. Зависимости $C_{нар}(T)$ и $G_{нар}(T)$ для этого диода приведены на рис. 3: работы [2]; при $f = 150 \text{ кГц}$ имеем $T_{нар} = 295 \text{ К}$. Из экспериментальной зависимости $\tau(T)$ для акцепторного уровня золота [13] определяем $T_{га} = 430 \text{ К}$, т. е. условие а выполняется. Поэтому определение энергии акцепторного уровня золота по температурной зависимости $C_{нар}(T)$ или температурно-частотной зависимости $G_{нар}(T, f)$ [2] дает правильное значение $E_c = (0.57 \pm 0.02) \text{ эВ}$, совпадающее с известными литературными данными [13, 14].

3. Рассмотрим $p^+ - n$ -диоды, изготовленные из бестигельного кремния, $\rho_{вск} = 700 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Область p^+ создавалась диффузией бора в инертной среде. Глубина залегания $p^+ - n$ -перехода $x_j = 1 \text{ мкм}$. Образцы облучены со стороны области p^+ электронами с энергией $E = 350 \text{ кэВ}$, интенсивность $J = 1.5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, доза $\Phi = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. В кремнии, облученном электронами, образуются А-центры (комплекс вакансии—кислород, акцептор с уровнем $E_c - 0.17 \text{ эВ}$) и межузельный углерод C_i с донорным ($E_c + 0.29 \text{ эВ}$) и акцепторным ($E_c - 0.11 \text{ эВ}$) уровнями, причем концентрация этих радиационных дефектов (РД) одного порядка. При $E = 350 \text{ кэВ}$ концентрация РД убывает в глубь базы [15] (рис. 2, а). При $E = 350 \text{ кэВ}$ концентрация А-центров N_A более чем на 2 порядка превышает концентрацию дивакансий, поэтому влиянием дивакансий на компенсацию базы можно пренебречь. При $T = 300 \text{ К}$ уровень Ферми в ОЭН проходит ниже уровня А-центров, поэтому А-центры и C_i не компенсируют ОЭН. При охлаждении уровень Ферми приближается к зоне проводимо-

сти, при этом А-центры и C_i компенсируют ОЭН. На рис. 2, б показано расположение энергетических зон при $V=0$ и $T \approx 80$ К. При $x_1 < x < x_2$ уровень Ферми проходит вблизи акцепторного уровня C_i , а при $h(0) < x < x_1$ — вблизи уровня А-центра. На рис. 3, а приведены зависимости $C_{\text{пар}}(T)$ и $\text{tg } \delta(T)$, измеренные сразу после облучения. Два различных максимума $\text{tg } \delta(T)$ (пики 1 и 2) обусловлены тем, что при охлаждении резко возрастает сопротивление ОЭН сначала

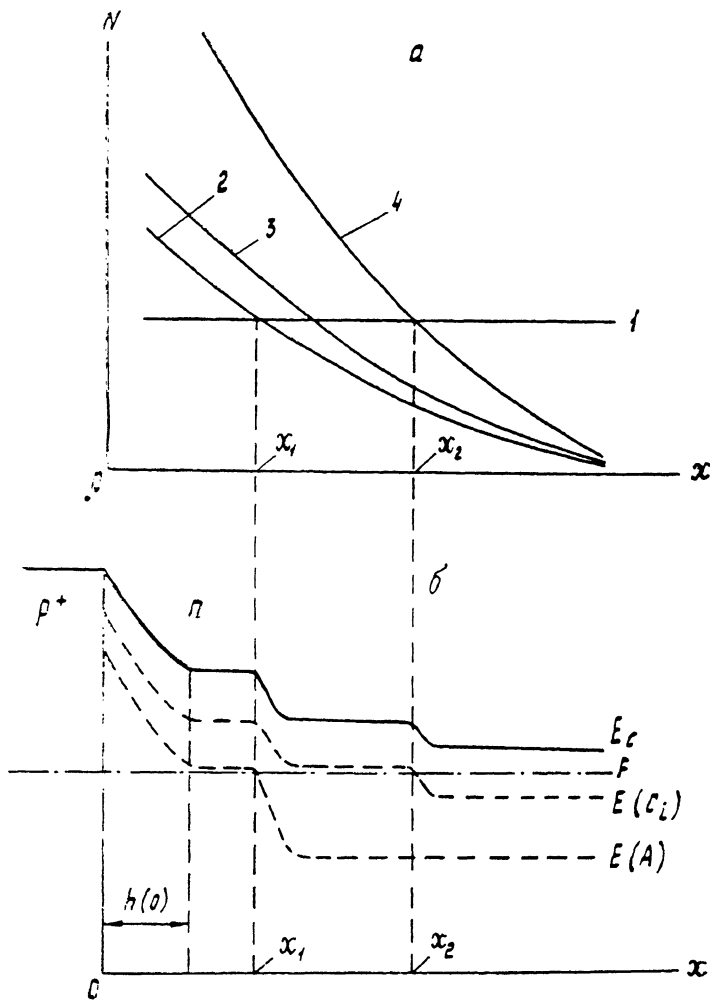


Рис. 2. p^+ - n -Диод, облученный электронами $E=350$ кэВ.

База перекомпенсирована А-центрами и междузельным углеродом. а — распределение концентрации мелких доноров и радиационных дефектов. E_c — энергия нижнего края зоны проводимости, $E(C_i)$ — энергетический уровень междузельного углерода, $E(A)$ — энергетический уровень А-центра, F — уровень Ферми. Концентрация: 1 — мелких доноров $N_{\text{ДМ}}$, 2 — А-центров N_A , 3 — междузельного углерода N_{C_i} , 4 — $N_A + N_{C_i}$, $N_A = N_{\text{ДМ}}$ при $x = x_1$; $N_A + N_{C_i} = N_{\text{ДМ}}$ при $x = x_2$. б — расположение энергетических зон при $V=0$ и $T \approx 80$ К, $h(0)$ — толщина области объемного заряда при $V=0$.

в слое $h(0) < x < x_1$, а затем и в слое $x_1 < x < x_2$. Пик 1 соответствует возрастанию сопротивления ОЭН в слое $x_1 < x < x_2$ [$F \approx E(C_i)$, $T_{\text{м1}}=98$ К], а пик 2 — в слое $h(0) < x < x_1$ [$F \approx E(A)$, $T_{\text{м2}}=133$ К]. После отжига 75°C , 5 ч пик 1 исчез, а пик 2 увеличился по амплитуде и расширился (пик 2', рис. 3, б), причем $T_{\text{м2}'} \approx T_{\text{м2}}$. Это объясняется тем, что после отжига C_i перешел в комплекс C_i-C_s (междузельный—узельный углерод), для которого энергетический уровень и зависимость $\tau(T)$ близки к соответствующим параметрам А-центра. В бестигельном кремнии концентрации А-центров и C_i-C_s одного порядка [16].

17]. После отжига 280 °С, 5 ч форма пика 2 восстановилась до прежней (рис. 3, в), что объясняется отжигом C_i — C_s при сохранении А-центров.

Используя экспериментальные зависимости $\tau(T)$ для А-центров и C_i [16], определяем $T_{ги}(C_i)=110$ и $T_{ги}(A)=145$ К, т. е. для каждого из максимумов

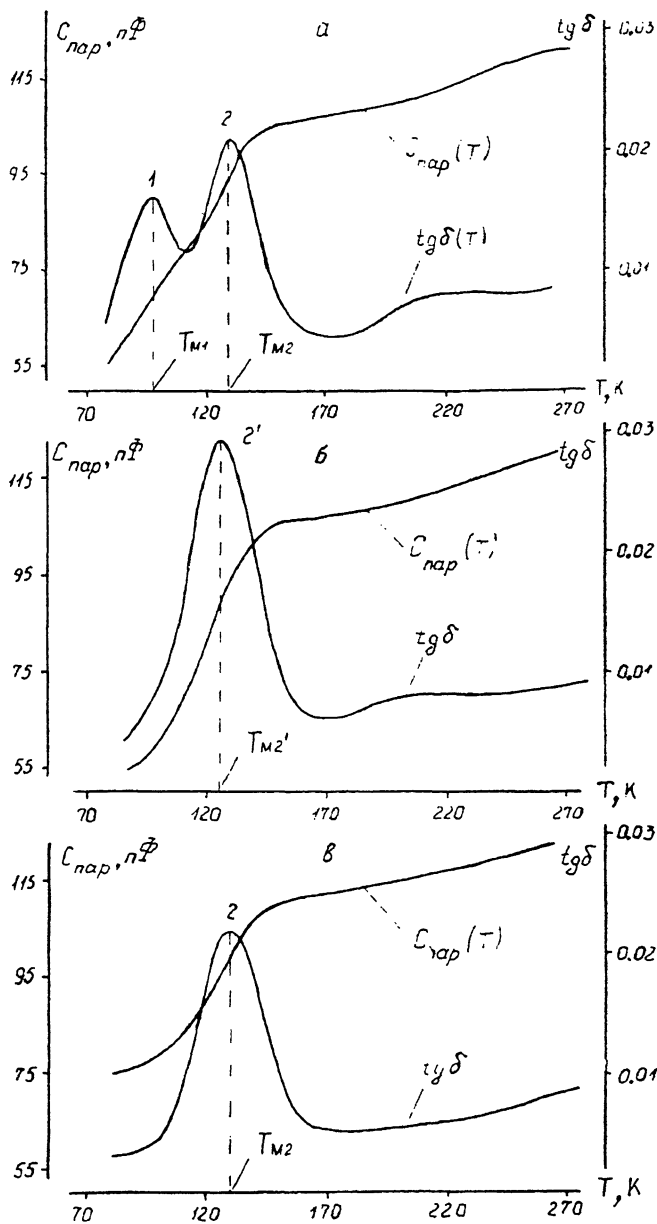


Рис. 3. Температурные зависимости $C_{пар}$ и $\text{tg } \delta$.

а — сразу после облучения, б — после отжига 75 °С, 5 ч, в — после отжига 280 °С, 5 ч.

$\text{tg } \delta$ (рис. 3, а) температуры T_M и $T_{ги}$ различаются мало. Поэтому для C_i и А-центра имеет место наложение потерь, обусловленных как инерционностью перезарядки, так и сопротивлением ОЭН R_n , что приводит к расширению суммарных пиков $G_{\Sigma}(T)$ и $\text{tg } \delta_{\Sigma}(T)$. Можно показать, что при обработке зависимости $\text{tg } \delta_{\Sigma}(T)$ по формуле (5) получается заниженное значение ΔE . Так, из расчетов для пиков 1, 2 (рис. 3, а) получаем для C_i $\Delta E=0.06$ эВ (вместо 0.11 эВ) и для А-центра $\Delta E=0.12$ эВ (вместо 0.17 эВ) (рис. 4).

4. Рассмотрим кремниевые МДП структуры, перекомпенсированные никелем или ванадием, или А-центрами [4]. Энергии ионизации этих ГЦ определя-

лись по зависимостям $R_n(T)$, вычисленным из экспериментальных зависимостей $C_{\text{пар}}(T)$ и $G_{\text{пар}}(T)$, измеренных при $V=0$. Емкость этих структур при $V=0$ равна емкости слоя диэлектрика, т. е. имеет место образование антизапорного

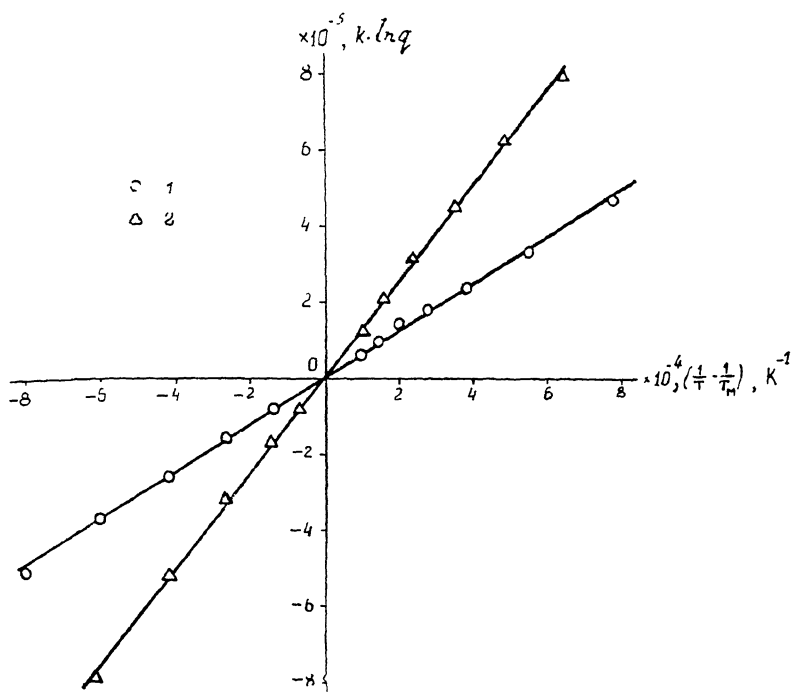


Рис. 4. Зависимости $k \ln q$ от $T^{-1} - T_n^{-1}$, вычисленные по рис. 3, а.

1 — для C_i ; 2 — для А-центров.

слоя; в этом режиме ГЦ не перезаряжаются и проводимости $G_{\text{гн}}$ нет. Эквивалентная схема такой МДП структуры может быть представлена в виде параллельной цепочки $C_n \div R_n$ и емкости диэлектрика C_x , включенных последовательно. Поэтому для этих МДП структур получены правильные значения энергии ионизации для никеля, ванадия и А-центров.

Список литературы

- [1] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3032.
- [2] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.
- [3] Яковенко А. Г., Шелонин Е. А., Фистуль В. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 2. С. 345—346.
- [4] Берман Л. С., Клинггер П. М., Фистуль В. И. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 11. С. 1947—1950.
- [5] Митрохин В. И., Рембеза С. И., Свиридов В. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2230—2233.
- [6] Берман Л. С., Маляренко А. М., Ременюк А. Д., Суханов В. Л., Толстобров М. Г. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 5. С. 844—848.
- [7] Берман Л. С., Власов С. И. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 3. С. 559—561.
- [8] Берман Л. С. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 12. С. 2375—2379.
- [9] Берман Л. С. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 3. С. 604—605.
- [10] Yau L. D., Sah C. T. // Sol. St. Electron. 1974. V. 17. N 2. P. 193—201.
- [11] Sah C. T., Wang C. T. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 4. P. 1767—1776.
- [12] Берман Л. С., Шуман В. Б. // Вопросы радиоэлектроники. Сер. Технология производства и оборудование. 1978. № 4. С. 76—79.
- [13] Sah C. T., Forbes L., Rosier L. T., Tash A. F., Tole A. B. // Appl. Phys. Lett. 1969. V. 15. N 5. P. 145—148.
- [14] Chen J. W., Milnes A. G. // Ann. Rev. Mater. Sci. 1980. V. 10. P. 157—228.
- [15] Берман Л. С., Витовский Н. А., Воронков В. Б., Ломасов В. Н., Ременюк А. Д., Ткаченко В. Н., Толстобров М. Г. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 4. С. 753—756.
- [16] Jellison G. E. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 8. P. 5715—5719.
- [17] Берман Л. С., Жепко В. И., Ломасов В. Н., Ткаченко В. Н. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 12. С. 2129—2132.