

ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Амальская Р. М., Гамарц Е. М., Сафаров В. И.

Теоретически и экспериментально исследовано влияние на эффективное время жизни носителей процессов рекомбинации, носителей на непланарной поверхности кремниевых подложек и диффузионного расплывания, носителей из освещенной области полупроводника в область тени, а также соотношения размеров возбуждающего и зондирующего пучков в методе оптической модуляции ИК поглощения. Исследованы границы применимости, оптимальные условия реализации метода, приведена оценка методической погрешности измерения эффективного времени жизни.

Введение. Метод оптической модуляции ИК поглощения использован в ряде работ для измерения эффективного времени жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) в полупроводниках [1-3]. Сущность метода заключается в измерении величины дополнительного поглощения ИК излучения за счет носителей, генерированных в образце вследствие его оптического возбуждения. Измеряемая величина оптической модуляции интенсивности прошедшего через образец ИК излучения $\Delta I/I$ определяется значением установившейся концентрации фотогенерированных носителей, зависящим от их времени жизни τ_0 , коэффициента амбиполярной диффузии L и скорости поверхностной рекомбинации S , и позволяет определить эффективное время жизни носителей τ .

В теоретической модели метода, приведенной в работах [1-3], связь между эффективным временем жизни и электрофизическими характеристиками измеряемого образца D , τ_0 , S получена из решения одномерного стационарного уравнения непрерывности. В этой модели использован ряд упрощающих предположений без оценки их влияния на конечный результат: низкий уровень возбуждения $N \ll N_0, P_0$ (где N — концентрация ННЗ; N_0, P_0 — равновесные концентрации соответственно электронов и дырок); отсутствие центров прилипания (т. е. равенство концентраций неравновесных электронов и дырок $\Delta N = \Delta P = N$); «диффузионно-толстый» исследуемый образец $d \gg L$ (d — толщина пластины); геометрические размеры области возбуждения превышающие значения L и r_s ; $r_s \gg L, r_s$ (где r_s, r_s — соответственно радиусы возбуждающего и зондирующего пучков). В этой упрощенной модели не учитывается ряд реально существующих эффектов: диффузионное расплывание носителей из освещенной области в область тени, рекомбинация носителей на неосвещенной поверхности пластины, что существенно ограничивает область применения метода.

С целью исследования оптимальных условий реализации метода оптической модуляции ИК поглощения, возможности расширения области его применения в настоящей работе используется решение стационарного уравнения непрерывности, описывающего рекомбинационно-диффузионные процессы, без приведенных выше упрощающих предположений, с учетом процессов рекомбинации на неосвещенной стороне пластины, диффузионного расплывания ННЗ, соотношения геометрических размеров возбуждающего и зондирующего пучков.

Для решения этих задач следует рассмотреть обобщенную теоретическую модель метода оптической модуляции ИК поглощения, основанную на решении трехмерного уравнения непрерывности.

В качестве исследуемого объекта рассматривается плоско-параллельная полупроводниковая пластина, ограниченная поверхностями $z=0$ и $z=d$, со скоростями поверхностной рекомбинации S_1 и S_2 соответственно. На плоскости $z=0$ промодулированным по интенсивности с невысокой частотой ($\omega\tau \ll 1$) возбуждающим излучением однородно освещается круговая область радиусом r_b , с центром которой совмещен центр зондирующего пучка радиусом r_s . Рассматривается обычная модель биполярного полупроводника с квазинейтральным объемом.

Вследствие цилиндрической симметрии распределения концентрации ННЗ уравнение непрерывности для экспоненциальной генерации (из которой в предельных случаях получается условие объемной и поверхностной генерации) имеет вид

$$\frac{\partial^2 N}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial N}{\partial r} + \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} - \frac{N}{z^2} = -\frac{g(r)}{D} \alpha e^{-\alpha z}, \quad (1)$$

где

$$g(r) = \begin{cases} g_0 & \text{при } 0 \leq r \leq r_b, \\ 0 & \text{при } r > r_b, \end{cases}$$

при равномерном распределении интенсивности возбуждающего излучения Q по сечению пучка $g_0 = (1-R)Q\gamma$ для поверхностно-поглощаемого излучения, где γ — квантовый выход, R — коэффициент отражения возбуждающего излучения от поверхности образца.

Решение уравнения (1) с граничными условиями $\frac{\partial N}{\partial z} \Big|_{z=0} = -\frac{S_1 N}{D}$, $\frac{\partial N}{\partial z} \Big|_{z=d} = -\frac{S_2 N}{D}$, основанное на представлении функции $g(r)$ в виде ряда Фурье—Бесселя, приведено в работе [4] и имеет вид

$$N(r, z) = \sum_{n=1}^{\infty} J_0\left(\beta_n \frac{r}{r_0}\right) \left[A_n \operatorname{sh}(Tz) + B_n \operatorname{ch}(Tz) + \frac{g_n z e^{-\alpha z}}{(T^2 - \alpha^2)} \right], \quad (2)$$

где A_n , B_n , g_n , T — константы, значения которых получены из граничных условий, зависящие от параметров исследуемой пластины и условий измерения (α , D , L , r_b , S_1 , S_2 , d):

$$A_n = \frac{g_n z}{D(T^2 - \alpha^2)} \frac{\left(\frac{S_1}{D} + \alpha\right) \left[T \operatorname{sh}(Td) + \frac{S_2}{D} \operatorname{ch}(Td) \right] + \left(\alpha - \frac{S_2}{D}\right) \frac{S_1}{D} \exp(-\alpha d)}{T \left[T \operatorname{sh}(Td) + \frac{S_2}{D} \operatorname{ch}(Td) \right] + \frac{S_1}{D} \left[T \operatorname{ch}(Td) + \frac{S_2}{D} \operatorname{sh}(Td) \right]}, \quad (3)$$

$$B_n = \frac{g_n \alpha}{D(T^2 - \alpha^2)} \frac{-\left(\frac{S_1}{D} + \alpha\right) \left[T \operatorname{ch}(Td) + \frac{S_2}{D} \operatorname{sh}(Td) \right] + \left(\alpha - \frac{S_2}{D}\right) T \exp(-\alpha d)}{T \left[T \operatorname{sh}(Td) + \frac{S_2}{D} \operatorname{ch}(Td) \right] + \frac{S_1}{D} \left[T \operatorname{ch}(Td) + \frac{S_2}{D} \operatorname{sh}(Td) \right]}, \quad (4)$$

$$T = \sqrt{\left(\frac{\beta_n}{r_0}\right)^2 + \frac{1}{L^2}}, \quad (5)$$

$$g_n = \frac{2r_b g_0 J_1\left(\frac{\beta_n}{r_0} r_b\right)}{r_0 \beta_n J_0^2(\beta_n)} \quad (6)$$

[r_0 определяет размеры области диффузии ННЗ ($r_0 \gg L$)].

Усредненное по объему цилиндрической области зондирования значение концентрации ННЗ равно

$$N = \frac{2r_0}{r_3 d} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\beta_n} J_1\left(\beta_n \frac{r_3}{r_0}\right) \left[\frac{A_n}{T} (\operatorname{ch}(Td) - 1) + \frac{B_n}{T} \operatorname{sh}(Td) - \frac{g_n (e^{-\alpha d} - 1)}{D(T^2 - \alpha^2)} \right]. \quad (7)$$

Учитывая, что усредненное по толщине пластины значение концентрации ННЗ имеет вид [1] $N = \frac{1}{d} (1 - R) Q \gamma \tau$, получаем соотношение, связывающее эффективное время жизни ННЗ τ и параметры τ_0 , D , S_1 , S_2 ,

$$\tau = \frac{2r_0}{g_0 r_3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\beta_n} J_1\left(\beta_n \frac{r_3}{r_0}\right) \left[\frac{A_n}{T} (\operatorname{ch}(Td) - 1) + \frac{B_n}{T} (\operatorname{sh}(Td) - \frac{g_n (e^{-\alpha d} - 1)}{D(T^2 - \alpha^2)}) \right]. \quad (8)$$

Полученное выражение позволяет исследовать как оптимальные условия измерения эффективного времени жизни методом оптической модуляции ИК

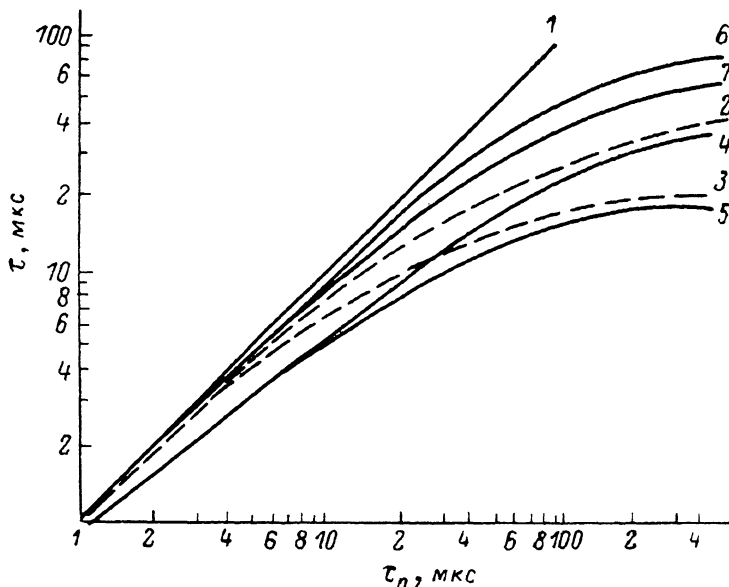


Рис. 1. Расчетные зависимости эффективного времени жизни от объемного времени жизни. $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$; $r_0 = 1 \text{ см}$; $r_3 = 100 \text{ мкм}$; $g_0 = 10^{18} \text{ фот/см}^2 \cdot \text{с}$. 1 — $S_1, 2 = 0$; 2 — $S_2 = 0$; $S_1 = 10^8 \text{ см/с}$; $D = 36 \text{ см}^2/\text{с}$; 3 — $D = 36 \text{ см}^2/\text{с}$; $S_1, 2 = 10^8 \text{ см/с}$; 4 — $S_2 = 0$; $S_1 = 10^8 \text{ см/с}$; $D = 18 \text{ см}^2/\text{с}$; 5 — $S_1, 2 = 10^8 \text{ см/с}$; $D = 18 \text{ см}^2/\text{с}$; 6 — $S_1 = 0$, $S_2 = 10^8 \text{ см/с}$; $D = 18 \text{ см}^2/\text{с}$; 7 — $S_1 = 0$, $S_2 = 10^8 \text{ см/с}$; $D = 36 \text{ см}^2/\text{с}$.

поглощения, так и влияние на τ различных факторов, определяемых условиями проведения измерения и характеристиками исследуемого объекта.

С помощью численного расчета можно убедиться в том, что при поверхностном возбуждении ($\alpha^{-1} \ll L, d$) выражение (8) описывает эффективное время жизни ННЗ, совпадающее в области значений $d \gg L, r_3 \gg L, r_3$ с величиной эффективного времени жизни, определяемой одномерной упрощенной моделью метода

$$\tau = \frac{\Delta I}{I} \frac{1}{(1 - R) \sigma \gamma Q_4}, \quad (9)$$

которая, таким образом, представляет собой частный случай описанной выше обобщенной модели.

Выражение (8) определяет значение объемного времени жизни $\tau = \tau_0$ при отсутствии рекомбинации на поверхности исследуемой пластины $S_{1, 2} = 0$ (и при $r_0 \gg L, r_3$, в противном случае величина $\tau < \tau_0$ вследствие радиальной диффузии ННЗ).

На рис. 1 представлены расчетные зависимости величины τ от τ_0 при различных значениях S_1 и S_2 для пластин монокристаллического кремния n - и

p-типа. Видно, что влияние поверхностной рекомбинации на τ возрастает при увеличении значений τ_0 и S_1, S_2 . При не слишком низких значениях S_1 ($S_1 \gg \gg D/L$) эффективное время жизни в пластинах *p*-Si имеет более высокое значение, чем в *n*-Si (кривые 2—5). Это объясняется более высоким значением скорости диффузии НЗ в *p*-Si, вследствие чего роль поверхностной рекомбинации на освещенной поверхности пластины *p*-Si уменьшается, величина τ возрастает по отношению к эффективному времени жизни в *n*-Si. При малых скоростях рекомбинации на освещенной поверхности ($S_1 \ll D/L$) наблюдается обратное соотношение эффективных времен жизни в *n*-Si и *p*-Si (кривая 7), поскольку доминирующую роль играет рекомбинация на тыльной поверхности пластины, влияние которой на τ в *p*-Si более значительно, чем в *n*-Si, из-за более высокой скорости диффузионной «доставки» избыточных носителей к неосвещенной поверхности.

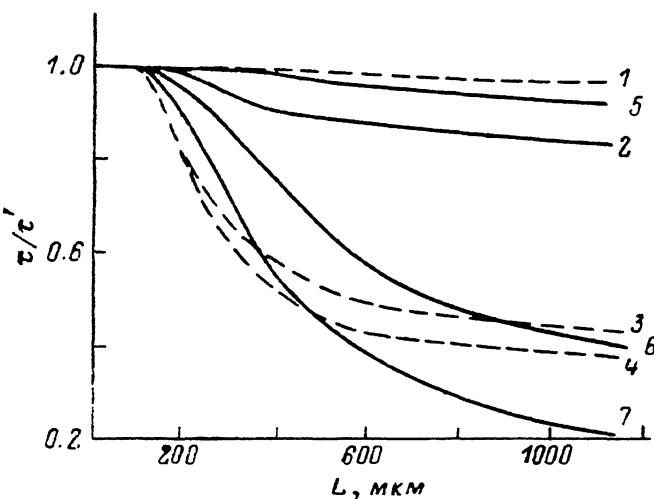


Рис. 2. Расчетные зависимости отношения τ/τ' (где τ' соответствует значению τ при $S_2=0$) от диффузионной длины НЗ.

$r_B=1$ см; $r_A=100$ мкм; $g_1=10^{18}$ фот/см²·с; $D=18$ см²/с; $S_1=10^3$ см/с; 1 — $S_2=10$ см/с; 2 — $S_2=300$ см/с; 3 — $S_2=3 \cdot 10^4$ см/с; 4 — $S_2=10^4$ см/с; 5 — $S_2=10$ см/с; 6 — $S_2=300$ см/с; 7 — $S_2=10^3$ см/с.

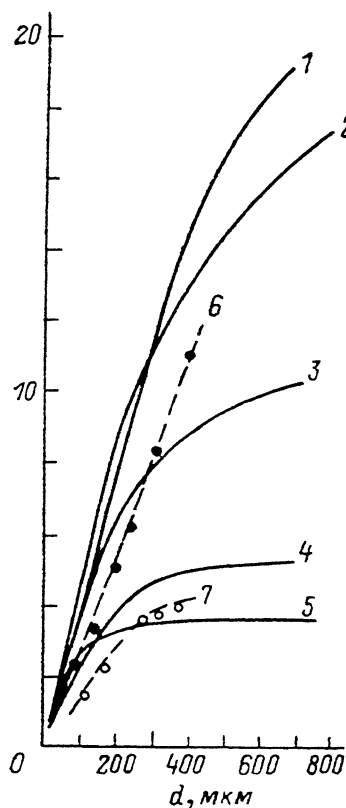


Рис. 3. Расчетные и экспериментальные зависимости эффективного времени жизни τ от толщины пластины для *n*-Si.

$\tau_0=10^4$ см⁻¹; $D=18$ см²/с; $r_B=1$ см; $r_A=100$ мкм. 1 — $S_1=10^3$ см/с; $S_2=10^4$ см/с; $L=200$ мкм; 2 — $S_{1,2}=10^3$ см/с; $L=300$ мкм; 3 — $S_{1,2}=10^4$ см/с; $L=200$ мкм; 4 — $S_1=10^3$ см/с; $S_2=10^4$ см/с; $L=100$ мкм; 5 — $S_{1,2}=10^3$ см/с; $L=100$ мкм.

При значениях $L \gg d$ («диффузионно-тонкая» пластина) и больших значениях S_1 и S_2 величина τ близка к $\frac{1}{\tau_0} + \frac{S_1}{d} + \frac{S_2}{d}$, что согласуется с представлениями о величине времени жизни носителей в тонких пластинах [5].

Расчетные зависимости τ от коэффициента поглощения возбуждающего излучения α имеют вид, аналогичный спектральной зависимости фотопроводимости от α [6].

Результаты расчетов зависимости величины τ от интенсивности рекомбинационных процессов на неосвещенной поверхности пластины кремния представлены на рис. 2, где приведена зависимость значения τ , проинормированного на величину τ' , не учитывающую поверхностную рекомбинацию на неосвещенной стороне пластины (при $S_2=0$), от диффузионной длины НЗ L . Видно, что при $d \gg L$ величина эффективного времени жизни не зависит от S_2 ($\tau/\tau' \sim 1$). При $d \ll L$ значение τ близко к величине $\left(\frac{1}{\tau_0} + \frac{S_1}{d} + \frac{S_2}{d}\right)^{-1}$, которая при больших S_1, S_2 не зависит от L и пропорциональна толщине пластины d .

Такой характер зависимости τ от скорости поверхностной рекомбинации позволяет определить значение последней (при одинаковом способе обработки планарной и тыльной поверхностей, т. е. при $S_1 = S_2 = S$) в тонкой пластине в соответствии с выражением $\tau = d/2S$ при больших значениях S .

При уменьшении d/L величина τ уменьшается вследствие возрастания роли рекомбинационных процессов на неосвещенной поверхности. При $S_1 < L/\tau_0$ влияние на τ рекомбинации на тыльной стороне пластины возрастает по сравнению со случаем $S_1 > L/\tau_0$, когда скорость диффузии НЗ меньше скорости поверхностной рекомбинации на освещенной поверхности. Из анализа расчетных зависимостей видно, что погрешность определения τ в соответствии с выражением (9), обусловленная влиянием рекомбинации на неосвещенной поверхности, зависит от значений S_1, S_2, τ_0 : при значениях $d/L \geq 2.2$ погрешность определения τ , обусловленная рекомбинацией НЗ на тыльной поверхности, не превышает 20 %; при $d/L \geq 3.8$ эта погрешность не более 10 %.

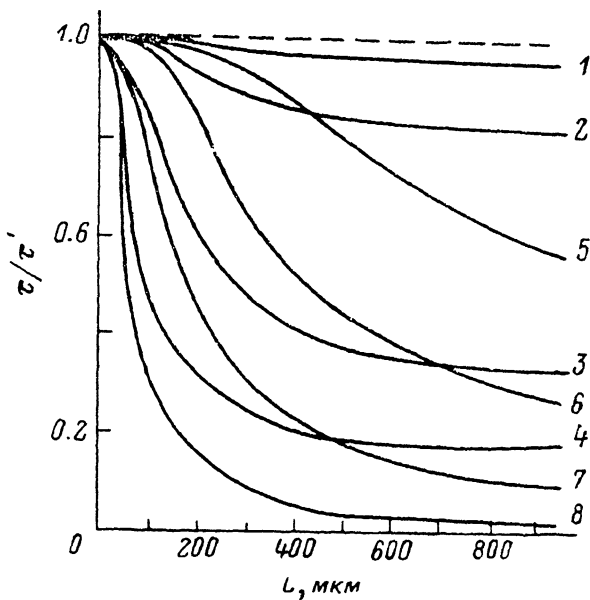


Рис. 4. Расчетные зависимости отношения τ/τ' (где τ' соответствует $r_B = 1$ см) от диффузионной длины носителей заряда.

$\alpha = 10^4$ см $^{-1}$, $D = 18$ см 2 /с, $g_0 = 10^{18}$ фот/см 2 ·с. 1, 5 — $r_B = 1$ мм; 2, 6 — $r_B = 500$ мкм; 3, 7 — $r_B = 250$ мкм; 4, 8 — $r_B = 100$ мкм; 1—4 — $S_{1,2} = 10^3$ см/с; 5—8 — $S_{1,2} = 25$ см/с.

Для кремния p -типа, который характеризуется более высокими по сравнению с n -Si значениями D , относительное влияние на τ рекомбинации на непланарной поверхности образца более значительно, чем для p -Si, что подтверждается расчетными зависимостями.

На рис. 3 приведены расчетные зависимости τ от толщины исследуемой пластины n -Si для различных значений L , а также зависимости, показывающие влияние на τ рекомбинации на неосвещенной поверхности пластины.

Уменьшение эффективного времени жизни вследствие диффузии носителей из освещенной области в область тени показано на рис. 4, на котором изображены расчетные зависимости эффективного времени жизни НЗ, пронормированного на величину τ' , не учитывающую радиальную диффузию носителей (при $r_B \gg r_a, L$), от диффузионной длины носителей L . При уменьшении отношения r_B/L значение τ уменьшается за счет возрастающего влияния диффузии носителей. Кривые 5—8 соответствуют малой скорости поверхностной рекомбинации ($S_{1,2} = 25$ см/с), кривые 1—4 — случаю $S_{1,2} = 10^3$ см/с (т. е. моделируют рекомбинационные свойства реальной незащищенной поверхности кремния). Видно, что при возрастании $S_{1,2}$ влияние на τ диффузионного расплывания НЗ уменьшается. Из анализа расчетных кривых можно заключить, что при малых

$S_{1,2} \ll L/\tau_0$, когда скорость диффузии превышает скорость поверхностной рекомбинации, $S_{1,2} \ll L/\tau_0$, погрешность в определении τ , обусловленная диффузией ННЗ, не превышает 20 % при $r_v/L > 2.4$. При $S_1 \geq L/\tau_0$ эта погрешность существенно уменьшается, и, например, при $r_v = 1$ мм (кривая 1) методическая погрешность за счет диффузии ННЗ не превышает 5 % в диапазоне значений $\tau \leq 10^8$ мкс.

Выражение (8) позволяет также исследовать зависимость измеряемого значения τ от радиуса зондирующего пучка r_s , обусловленную радиальной неоднородностью концентрации носителей $N(r, z)$ в пределах зондирующего пучка. Анализ расчетных зависимостей показывает, что погрешность определения τ , обусловленная неравномерностью концентрации ННЗ внутри ИК зонда, возрастает при уменьшении отношения r_v/r_s и может приводить к занижению измеряемой величины τ до 30 % при $r_v/r_s \geq 1$; при $r_v/r_s \geq 2.6$ и $r_v/L \geq 2.6$ погрешность не превышает 10 % для значений $\tau_0 \geq 10^{-7}$ с.

Таким образом, представленная теоретическая модель метода оптической модуляции ИК поглощения позволяет оценить влияние на τ рекомбинационных процессов на неосвещенной поверхности и установить, что при значениях отношения $d/L \geq 2.2$ этот эффект обуславливает уменьшение τ в пределах 20 % его величины для диффузионно-толстого образца (при $d/L \geq 3.8$ соответственно в пределах 10 %) и описывает зависимость τ от толщины образца. Кроме того, в рамках этой модели возможно исследование зависимости τ от соотношения геометрических размеров возбуждающего и зондирующего пучков для полупроводниковых пластин с различными значениями $\tau_0, S_{1,2}$, обусловленной эффектом радиальной диффузии ННЗ, позволяющее ввести коррекцию результатов измерения τ с учетом соотношения значений r_v и r_s , а также r_s и L .

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Для проверки справедливости теоретических выводов, следующих из анализа обобщенной модели метода, были выполнены экспериментальные исследования. При измерении τ методом оптической модуляции ИК поглощения в ка-

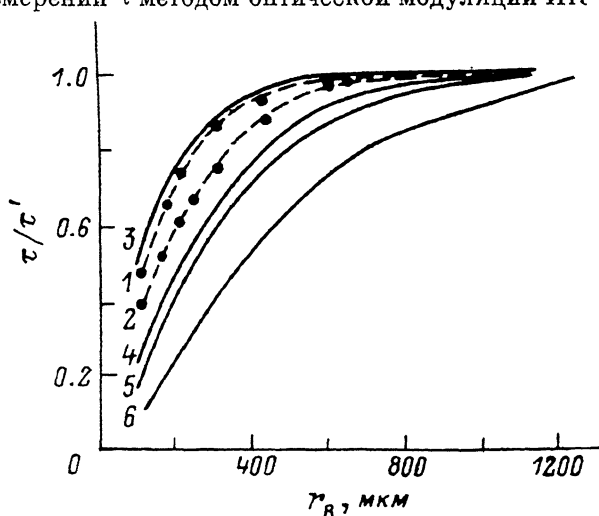


Рис. 5. Экспериментальные и теоретические зависимости эффективного времени жизни τ , пронормированного на величину τ' (τ' соответствует $r_v=1$ см), от радиуса пучка возбуждающего излучения для n -Si.

3 — $L=100$ мкм, $S_{1,2}=10^3$ см/с; 4 — $L=200$ мкм, $S_{1,2}=10^3$ см/с; 5 — $L=200$ мкм, $S_{1,2}=25$ см/с; 6 — $L=300$ мкм, $S_{1,2}=25$ см/с.

честве источника возбуждающего излучения использовался аргоновый лазер ($\lambda_v=0.51$ мкм). Зондирующее ИК излучение CO_2 -лазера ($\lambda_s=10.6$ мкм), поляризованное в плоскости, перпендикулярной плоскости падения, направлялось на образец под углом Брюстера с целью исключения интерференционных

эффектов в слабопоглощающих кремневых пластинах. Проще всего через образец ИК излучение регистрировалось пироэлектрическим фотоприемным устройством, электрический сигнал с которого после соответствующего усиления и синхронного детектирования поступал на регистрирующее устройство.

На рис. 3 приведены результаты экспериментального исследования зависимости эффективного времени жизни от толщины пластины для двух образцов n -Si с удельным сопротивлением $\rho=7.5$ Ом·см ориентации (100) (кривые 6, 7). Толщина пластин изменялась от $d_{\max}=400$ до $d_{\min}=100$ мкм с помощью химического травления пластин; создание неизменных рекомбинационных характеристик на поверхностях обеспечивалось перед каждым измерением. Время жизни НЗ I образца изменялось при травлении от $\tau_{\max}=3.8$ до $\tau_{\min}=1.3$ мкс. В области максимальных толщин кривая 6 имеет участок насыщения зависимости τ от d , что свидетельствует о незначительном влиянии на эффективное время жизни носителей рекомбинационных процессов на неосвещенной стороне пластины и, следовательно, о справедливости в этой области одномерной модели метода. Значения рекомбинационных параметров, при которых экспериментальная кривая $\tau(d)$ аппроксимируется расчетной зависимостью на основе приведенной выше обобщенной модели, составили $\tau_0=4.0$ мкс, $S_1=650$ см/с, $S_2=1.5 \cdot 10^4$ см/с.

С помощью оптического возбуждения образца поочередно на двух длинах волн ($\lambda_{\text{в}1}=0.51$, $\lambda_{\text{в}2}=0.63$ мкм) при поочередном освещении лицевой и тыльной поверхностей пластины были определены экспериментальные значения рекомбинационных параметров: $\tau'_0=4.8$ мкс, $S'_1=700$ см/с, $S'_2=1.2 \cdot 10^4$ см/с. Наблюдается удовлетворительное соответствие между экспериментальными и расчетными рекомбинационными параметрами для I образца.

Экспериментальная зависимость τ от толщины II образца не имеет участка насыщения при максимальной толщине пластины, что свидетельствует о большом влиянии на эффективное время жизни тыльной поверхности образца. Расчетные значения рекомбинационных параметров II образца, полученные путем сопоставления с экспериментальной зависимостью, составили: $\tau_0=27$ мкс, $S_1=730$ см/с, $S_2=1.2 \cdot 10^4$ см/с. Величина отношения d/L для этого образца составляет $d/L=1.7$.

На рис. 5 представлена экспериментальная зависимость эффективного времени жизни τ , пренормированного на величину τ' при $r_{\text{в}}=0.2$ см (т. е. при $r_{\text{в}} \gg \gg r_{\text{с}}, L$), от геометрических размеров пучка возбуждающего излучения для двух подложек n -Si ориентации (100) с удельным сопротивлением $\rho=4.5$ Ом·см (кривые 1 и 2). На этом же рисунке приведены расчетные зависимости (кривые 3—6) для различных значений диффузионной длины.

Таким образом, экспериментальные исследования показали, что результаты измерений, проведенных на кремнии, легированном фосфором, согласуются с данными, полученными на основании предложенной модели.

Итак, можно сделать следующие выводы.

Проведенный анализ условий применимости метода показал избыточную строгость допущений, заложенных в основу одномерной модели метода, существенно ограничивающих область его практического использования. Приведенная в работе обобщенная модель метода является более совершенной, чем развитые ранее модели в работах [1—3].

Полученные в работе результаты рассмотрения уточненной модели позволяют осуществить выбор оптимальных условий измерения эффективного времени жизни носителей, а также провести измерение τ в полупроводниках методом оптической модуляции в тех случаях, когда его применение затруднено из-за невыполнения предположений, заложенных в основу одномерной модели метода. Это обеспечивает возможность использования метода в полупроводниковой технике для проведения технологического контроля в процессе производства полупроводниковых приборов и интегральных схем.

Список литературы

- [1] Polla D. L. // IEEE Electron. Dev. Lett. 1983. V. EDL-4. N 6. P. 185—188.
- [2] Afromowitz M. A., Didomenico M. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. P. 3205—3209.

- [3] Mroszkowski J. A., Fanley J. F., Reine M. B., Lovesechio P., Polla D. L. // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 38. P. 261—268.
- [4] Левин Б. Р. // Возбуждение полупроводниковой пластины световым пятном. М., 1968. В. 7. С. 164—165.
- [5] Бир Г. Л. // ФТП. 1959. Т. 1. В. 1. С. 127—131.
- [6] Gärtner W. // Phys. Rev. 1957. V. 105. P. 823—828.

Всесоюзный научно-исследовательский институт
«Электронстандарт»
Ленинград

Получена 9.10.1990
Принята к печати 20.11.1990