

КИНЕТИКА СВЧ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В ПОДЛОЖКАХ Si С ВНУТРЕННИМ ГЕТТЕРОМ И БЕЗДЕФЕКТНОЙ ЗОНОЙ

Короткевич А. В., Никитин В. А., Эйдельман Б. Л.

Представлены экспериментальные результаты и теоретическое обоснование методики определения величины бездефектной зоны в геттерированных подложках бесконтактным неразрушающим способом из сравнения сигналов кинетики СВЧ фотопроводимости после импульсного лазерного возбуждения на длинах волн 1.06 и 0.53 мкм.

Известно, что в термообработанном кремнии *p*-типа, выращенном по методу Чохральского, существенное влияние на спад фотопроводимости оказывает долговременная по сравнению с временем жизни неравновесных носителей релаксация. Ранее было установлено, что в кремнии *p*-типа, подвергнутом термообработке, характерным для формирования внутреннего геттера, концентрация центров прилипания, ответственных за долговременную релаксацию, пропорциональна плотности дефектов, выявляемых селективным травлением скола [1]. Таким образом, был предложен экспрессный бесконтактный неразрушающий контроль качества внутреннего геттера. Однако наряду с плотностью кислородных преципитатов, образующихся в объеме пластины, необходимо также знать второй важный параметр качества пластины — величину бездефектной зоны (БДЗ), т. е. приповерхностной области, в которой в процессе внутреннего геттерирования прошла очистка от примесей, дефектов, кислорода. Вследствие опосредованной связи процесса преципитации кислорода и величины БДЗ концентрация центров прилипания (ЦП) в серии подложек может коррелировать с величиной БДЗ только в случае одинаковой исходной концентрации кислорода и, возможно, других примесей и дефектов. Кроме того, в подложках Si *n*-типа центры прилипания при геттерирующих термообработках не образуются, поэтому информацию о плотности преципитатов можно получить только косвенно — из времени жизни неравновесных носителей. В связи с этим представляет значительный интерес непосредственное измерение бесконтактным неразрушающим способом величины БДЗ в подложках Si с внутренним геттером. Такую информацию можно получить из сравнения кривых кинетики фотопроводимости подложек после импульсного возбуждения носителей со стороны БДЗ при поверхностном и объемном поглощении света при условии, что длительность импульса существенно меньше времени диффузии через БДЗ.

Эксперимент

Исследовалась начальная стадия кинетики СВЧ фотопроводимости пластин кремния, легированного бором до удельного сопротивления 10—12 Ом·см, прошедших различные геттерирующие термообработки, после импульсного (30 нс) лазерного возбуждения неравновесных носителей на длинах волн 0.53 и 1.06 мкм. Интенсивность облучения подобрана таким образом, чтобы амплитуды сигналов

при поверхности и объемном возбуждении были примерно одинаковы. Экспериментальные сигналы представляли собой кривые, состоящие из быстрого ($\cong 1$ мкс) и медленного ($\cong 10$ мкс) спада с соотношением амплитуд $\cong 10 : 1$ (рис. 1). Временное разрешение регистрирующей аппаратуры определялось положением усилителя и составляло 250 нс. После измерений сколы образцов подвергали селективному травлению для контрольного определения плотности дефектов в объеме и величины бездефектной зоны.

Теория

Сделаем ряд допущений, не искажающих начальную стадию кинетики фотопроводимости.

1. Рекомбинация на поверхности пренебрежимо мала. Это соблюдается для образцов, прошедших геттерирующие термообработки в окислительной среде и имеющих на поверхности слой окисла.

2. Объем подложки состоит из двух областей. Первая — БДЗ толщиной L , в которой можно пренебречь процессами рекомбинации и прилипания. Вторая, занимающая остальной объем образца, состоит из центров рекомбинации электронов и дырок с характерным временем τ_n и центров прилипания электронов с характерным временем захвата τ_1 и временем высвобождения τ_2 . Отметим, что такой подход отличается от случая, предложенного в [1] для определения концентрации ЦП из изменения вида кривых кинетики СВЧ фотопроводимости после импульсного возбуждения ИК светодиодом, тем, что, во-первых, рассматривается начальная стадия кинетики (1—2 мкс), поэтому не учитывается заполнение ЦП за время действия импульса, во-вторых, рассматривается случай высоких интенсивностей возбуждения. Поэтому в приведенные далее формулы не входит концентрация ЦП и в них не учитывается изменение в процессе кинетики параметров τ_1 и τ_2 .

3. При объемном возбуждении БДЗ не принимает участия в кинетике, т. е. не учитывается временная погрешность, связанная с выходом электрона из области 2 в область 1 с неизбежным вследствие отсутствия рекомбинации на поверхности возвратом.

Рассмотрим случай объемного возбуждения (разобран в [2]):

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \frac{N}{\tau_n} - \frac{N}{\tau_1} + \frac{m}{\tau_2}; \\ \frac{dm}{dt} &= \frac{N}{\tau_1} - \frac{m}{\tau_2}; \end{aligned} \right\} N(0) = 1, \quad m(0) = 0,$$

где N — концентрация неравновесных электронов, m — концентрация электронов, связанных на центрах прилипания. С учетом того, что концентрация неравновесных дырок равна суммарной концентрации электронов, спад неравновесной проводимости имеет вид

$$\sigma^{06}(t) = N^{06}(t) + \gamma m^{06}(t), \quad \text{где } \gamma = \mu_p / (\mu_n + \mu_p) \cong 13/46;$$

$$N^{06}(t) = A_{1V} \exp(-t/\theta_1) + A_{2V} \exp(-t/\theta_2);$$

$$m^{06}(t) = B_{1V} \exp(-t/\theta_1) + B_{2V} \exp(-t/\theta_2);$$

$$\frac{1}{\theta_{1,2}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \pm \Delta \right);$$

$$\Delta^2 = \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right)^2 - \frac{4}{\tau_n \tau_2};$$

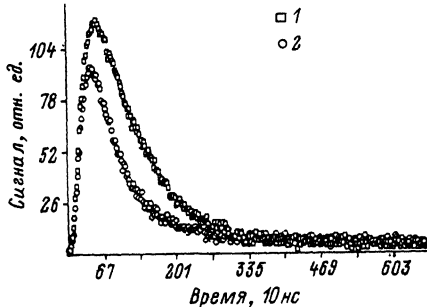


Рис. 1. Экспериментальные сигналы кинетики СВЧ фотопроводимости кремния p -типа с внутренним геттером (образец 3) после поверхностного (1) и объемного (2) импульсного лазерного возбуждения.

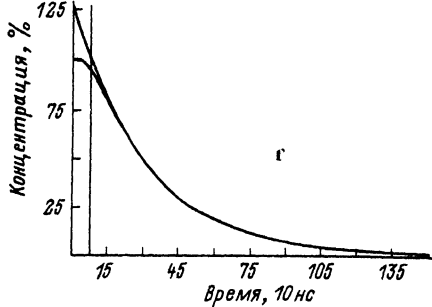


Рис. 2. Теоретический вид кинетики электронов $n(t)$ вследствие диффузии из бездефектной зоны толщиной $L = 50$ мкм в объем (нижняя кривая). Показана также экспонента со временем затухания τ_D и весом $4/\pi$. Вертикальной линией показано введение задержки $t_1 = 0.24\tau_D$.

$$B_{1V} = \frac{1}{a_1 - a_2}; \quad B_{2V} = -B_{1V}; \quad A_{1V} = a_1 B_{1V}; \quad A_{2V} = -a_2 B_{1V};$$

$$a_{1,2} = \tau_1 \left(\frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\theta_{1,2}} \right).$$

Рассмотрим теперь поведение электронов при поверхностном возбуждении. Как отмечалось, вклад в суммарную проводимость состоит из двух частей. Первая часть описывает процесс диффузии электронов (начальная концентрация равна единице) от поверхности ($x = 0$) к границе БДЗ ($x = L$), на которой поддерживается нулевая концентрация:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}; \quad \left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{x=0} = 0; \quad n(L, t) = 0; \quad n(x, 0) = K e^{-Kx},$$

где K — коэффициент поглощения света (глубина поглощения $1/K \ll L$, n — концентрация электронов в пределах БДЗ. Решение имеет вид

$$n(t) = \frac{2}{L} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{K^2}{K^2 + \lambda_i^2} \frac{1}{\lambda_i} (-1)^i \exp(-\lambda_i^2 t),$$

где

$$\lambda_i = \frac{\pi}{L} \left(\frac{1}{2} + i \right).$$

Основной вес, равный $4/\pi$ (> 1), имеет первая экспонента с характерным временем $\tau_D = \left(\frac{2L}{\pi} \right)^2 / D$ (для Si p -типа $D \cong 33$ см²/с). Остальные члены ряда обеспечивают плавный переход от начальной концентрации, равной единице, к этой экспоненте (рис. 2). Таким образом, можно считать, что изменение концентрации носителей в БДЗ описывается формулой $n(t) = \exp(-t/\tau_D)$ с задержкой $t_1 = \tau_D \ln(4/\pi) \cong 0.24\tau_D$. Физически это означает, что в течение времени t_1 сколь-нибудь значительная часть электронов не успевает дойти до границы БДЗ и процесс диффузии не отличается от полубесконечного случая.

Для начала разберем случай подложки n -типа, когда в дефектной области процесс прилипания отсутствует. Рекомбинация электронов описывается следующим уравнением:

$$\frac{dN}{dt} = R - N/\tau_n,$$

где R описывает приток электронов из обедненной зоны. С учетом вышеизложенного можно считать, что в течение t_1 $R = 0$, затем $R = \exp(-t/\tau_D)/\tau_D$. Таким образом, с задержкой t_1 процесс рекомбинации в дефектной области описывается уравнением

$$\frac{dN}{dt} = \frac{e^{-t/\tau_R}}{\tau_D} - \frac{N}{\tau_n}, \quad N(0) = 0.$$

Общий вид кинетики концентрации носителей в подложке пропорционален сумме $n(t) + N(t)$ и через время t_1 имеет вид

$$P^{\text{пов}}(t) = \frac{1}{1 - \tau_D/\tau_n} \left(-\frac{\tau_D}{\tau_n} e^{-t/\tau_D} + e^{-t/\tau_n} \right).$$

При отсутствии процессов прилипания спад фотопроводимости после объемного возбуждения описывается $P^{\text{об}} = \exp(-t/\tau_n)$. Таким образом, по прошествии достаточно большого времени ($t \gg \tau_D$) кинетика после поверхностного возбуждения повторяет кинетику после объемного возбуждения, но с большей амплитудой: $1/(1 - \tau_D/\tau_n)$, или можно считать с такой же амплитудой, но с задержкой: $t_2 = \tau_n \ln(1/(1 - \tau_D/\tau_n))$. Как правило, $\tau_D \ll \tau_n$. В этом случае $\ln(1/(1 - \tau_D/\tau_n)) \cong \tau_D/\tau_n$ и, следовательно, $t_2 \cong \tau_D$ (рис. 3). Суммарная задержка $t_0 = t_1 + t_2 \cong \cong 1.24\tau_D$.

Итак, можно сформулировать промежуточный вывод. При изучении кинетики проводимости после импульсного объемного и поверхностного фотовозбуждения в пространственно неоднородных структурах (характеристики которых слабо зависят от амплитуды возбуждения), состоящих из области, в которой процесс диффузии преобладает над всеми другими процессами, и области, где время диффузии существенно меньше характерного времени рекомбинации, можно считать, что по прошествии некоторого времени сигнал после поверхностного возбуждения повторяет сигнал после объемного возбуждения с задержкой, равной $\cong 1.24\tau_D$. Таким образом, измеряя эту задержку, можно определить характерный размер области L (величину БДЗ). Временное разрешение регистрирующей аппаратуры должно быть при этом существенно меньше τ_n . Такой метод можно рекомендовать для измерения величины БДЗ в подложках n -типа.

Рассмотрим, наконец, процессы прилипания электронов в области с преципитатами при притоке их из бездефектной зоны. Через время t_1 соответствующая кинетическая система имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \frac{e^{-t/\tau_D}}{\tau_D} - \frac{N}{\tau_f} - \frac{N}{\tau_1} + \frac{m}{\tau_2}; \\ \frac{dm}{dt} &= \frac{N}{\tau_1} - \frac{m}{\tau_2}; \end{aligned} \right\} N(0) = 0, \quad m(0) = 0$$

с решением в обозначениях случая объемного возбуждения:

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{пов}}(t) &= (1 - \alpha - \gamma\beta) e^{-t/\tau_D} + N^{\text{пов}}(t) + \gamma m^{\text{пов}}(t); \\ N^{\text{пов}}(t) &= A_{1S} \exp(-t/\theta_1) + A_{2S} \exp(-t/\theta_2); \\ m^{\text{пов}}(t) &= B_{1S} \exp(-t/\theta_1) + B_{2S} \exp(-t/\theta_2); \end{aligned}$$

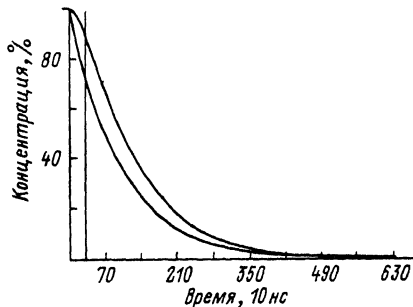


Рис. 3. Теоретический вид кинетики фотопроводимости после объемного (нижняя кривая) и поверхностного (верхняя кривая) возбуждения носителей в структуре, состоящей из бездефектной зоны толщиной $L = 50$ мкм и дефектной зоны с временем жизни $\tau_n = 1$ мкс.

Вертикальной линией отмечена задержка $t_2 = \tau_D$.

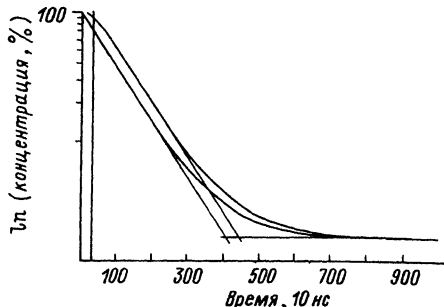


Рис. 4. Логарифмированный вид кинетики фотопроводимости после объемного (нижняя кривая) и поверхностного (верхняя кривая) возбуждения носителей в структуре, состоящей из бездефектной зоны толщиной $L = 50$ мкм и дефектной зоны с временем жизни $\tau_n = 1$ мкс, временем захвата на центры прилипания $\tau_1 = 15$ мкс и временем нахождения на центрах прилипания $\tau_2 = 100$ мкс.

Вертикальной линией отмечена задержка $t_2 = \tau_D$, наклонными линиями — метод ее нахождения.

$$\alpha = \frac{1 - \tau_2/\tau_D}{1 + \tau_2 \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_D} \right) - \tau_D/\tau_n}; \quad \beta = \frac{\alpha}{\tau_1 \left(\frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_D} \right)};$$

$$A_{1S} = \alpha - \eta + \eta A_{1V}; \quad A_{2S} = \eta A_{2V}; \quad B_{1S} = \beta + \eta B_{1V}; \quad B_{2S} = \eta B_{2V};$$

$$\eta = \alpha - \beta a_1.$$

Рассмотрим частный случай, соответствующий нашему эксперименту: $\tau_D \ll \tau_n$, $\tau_1 \ll \tau_2$ (второй порядок малости). Тогда

$$\alpha \cong \frac{1}{1 - \tau_D/\tau_n - \tau_D/\tau_1}; \quad \beta \cong -\tau_D/\tau_1; \quad \eta \cong 1;$$

и через время $t \gg \tau_D$

$$\sigma^{об} (t) = (A_{1V} + \gamma B_{1V}) e^{-t/\theta_1} + (A_{2V} + \gamma B_{2V}) e^{-t/\theta_2};$$

$$\sigma^{пов} (t) = (A_{1V} + \gamma B_{1V} + \alpha - 1 + \gamma\beta) e^{-t/\theta_1} + (A_{2V} + \gamma B_{2V}) e^{-t/\theta_2}.$$

Таким образом, аналогично случаю без прилипания, учитывая, что вес второй экспоненты существенно меньше веса первой, а характерное время существенно больше, получаем величину задержки поверхностного сигнала относительно объемного:

$$t_2 = \theta_1 \ln(1 + \varepsilon/A) \cong \theta_1 \varepsilon/A, \quad \text{где } \varepsilon = \alpha - 1 + \gamma\beta; \quad A = A_{1V} + \gamma B_{1V}.$$

Учитывая предыдущие допущения, получим

$$t_2 \cong \tau_D \left(1 - \left(\frac{\gamma}{1 + \tau_1/\tau_n} \right)^2 \right).$$

Подчеркнем, что в случае высоких интенсивностей возбуждения (концентрация неравновесных носителей много больше концентрации центров прилипания) большая часть носителей рекомбинирует. Поэтому можно считать,

что $\tau_n \ll \tau_1$ и, следовательно, как и в случае без прилипания, $t_2 = \tau_D$, а общая задержка равна $1.24\tau_D$. Преимуществом случая с прилипанием является облегченный способ измерения задержки вследствие наличия особой точки на кривых кинетики — времени перехода от быстрой части к медленной. Эту точку можно довольно точно определить на экспериментальной кривой в логарифмических координатах, начальная стадия кинетики которой соответствует наклону $1/\theta_1$, так как вес второй экспоненты мал, а конечная — наклону $1/\theta_2$, так как первая экспонента к этому времени уже сошла на нет (рис. 4). Поэтому в случае присутствия ЦП приблизительно второе снижаются требования к временному разрешению аппаратуры: необходимо, чтобы оно было меньше, чем время от начала кривой до перегиба.

Экспериментальные результаты

В таблице приведены результаты измерений скола — плотность дефектов $N_{\text{деф}}$, величина БДЗ (определялась до первого дефекта, граница перехода к дефектной зоне составляла примерно 20 мкм) и соответствующие данные СВЧ релаксо-

№ образца	$N_{\text{деф}} \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$	M , отн. ед.	L , мкм (селективное травление)	L , мкм (СВЧ релаксация)
1	20	0.55	40	61
2	20	0.60	40—50	70
3	10	0.29	60—70	93
4	3	0.31	35—50	79
5	8	0.72	40—50*	27
6	15	0.41	40—50	76
7	20	0.58	20—30	60
8	10	0.28	40—60	94

Примечание. * В бездефектной зоне видны отдельные крупные дефекты.

метрии — концентрация центров прилипания M (определялась при низких уровнях возбуждения аналогично [1]) и величина БДЗ L , определенная из разности времен перегиба прологарифмированных кривых Δt по формуле $L(\text{мкм}) = 81.0\sqrt{\Delta t(\text{мкс})}$

Поскольку пластины проходили одинаковую термообработку, величина плотности дефектов в объеме связана с величиной бездефектной зоны и концентрацией исходного кислорода (сравнение по серии 1, 2, 6, 7), но может определяться и другими факторами, например термической предисторией слитка (сравнение по серии 2, 3, 8). Отметим также, что для образцов 1—3, 6—8 данные СВЧ релаксометрии и селективного травления скола совпадают с хорошей точностью. В образце 4 концентрация центров прилипания не соответствует определенной плотности дефектов, что может быть связано, например, с выпадением величины удельного сопротивления из серии остальных образцов, в то время как величины БДЗ, по данным селективного травления и СВЧ релаксометрии, совпадают. В образце 5 имеет место расхождение данных оптических измерений и СВЧ релаксометрии, отметим, однако, что малая величина бездефектной зоны, определенная из данных СВЧ релаксометрии, видимо, связана с наличием крупных дефектов в БДЗ и несет, таким образом, более достоверную информацию.

Таким образом, можно утверждать, что из данных СВЧ релаксометрии с хорошей точностью и достаточно экспрессно, с локальностью, определяемой размерами лазерного пятна, бесконтактным неразрушающим способом можно не только контролировать плотность дефектов в объеме кремниевых подложек

p-типа, прошедших геттерирующие термообработки, но и определять непосредственно величину бездефектной зоны у рабочей поверхности.

Авторы выражают благодарность В. Н. Степченкову за проведение измерений на сколе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Думбров В. И., Гулидов Д. Н., Миляев В. А., Никитин В. А., Степченков В. Н., Ширков А. В., Эйдельман Б. Л. // МЭ. 1988. Т. 17. В. 1. С. 19—23.
- [2] Никитин В. А. // Дис. канд. физ.-мат. наук. М., 1987.

Научно-производственное предприятие «СИАПС»
Москва

Получена 28.10.1991
Принята к печати 4.01.1992

