

# Определение времени жизни неосновных носителей заряда в слитках кремния по релаксации фотопроводимости, измеренной на сверхвысоких частотах

© П.А. Бородавский, А.Ф. Булдыгин, А.С. Токарев<sup>¶</sup>

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 15 декабря 2003 г. Принята к печати 20 января 2004 г.)

Предлагается новый метод определения объемного времени жизни неосновных носителей заряда в слитках монокристаллического кремния. Измеренный на сверхвысокой частоте сигнал фотопроводимости, нормированный по его начальному значению, сравнивается с результатами расчета полного числа избыточных носителей заряда  $N(t)/N_{st}$ , где  $N_{st}$  соответствует квазистационарной фотопроводимости. Местоположение точки пересечения кривой релаксации фотопроводимости и зависимости  $N(t = \tau)/N_{st}$  определяет объемное время жизни  $\tau = \tau_v$ . Измерения проводились на слитках кремния, полученных методом бестигельной зонной плавки и методом Чохральского, с различной величиной удельного электрического сопротивления. Представленные результаты измерений хорошо согласуются с расчетом.

## 1. Введение

Качество монокристаллов кремния определяется величиной времени жизни неосновных носителей заряда (ННЗ). Этот параметр более чувствителен к дефектам, чем удельное электрическое сопротивление и подвижность носителей. В нелегированных слитках кремния высокого качества время жизни ННЗ  $\tau \geq 1$  мс, и, если оно существенно меньше, то это свидетельствует об ухудшении качества исходного материала или других нарушениях технологии выращивания монокристаллов. Поэтому при выращивании слитков необходим достаточно простой и надежный метод определения времени жизни ННЗ непосредственно в слитках, без отрезания пластин и приготовления образцов с омическими контактами для измерения фотопроводимости (ФП).

В слитках Si с удельным сопротивлением  $\rho = 0.5\text{--}500$  Ом·см время жизни ННЗ  $\tau$  определяется методом модуляции проводимости в точечном контакте [1]. При выполнении определенных требований, позволяющих не учитывать влияние поверхностной рекомбинации и диффузии ННЗ, погрешность измерений не должна превышать  $\pm 20\%$  для  $\tau \geq 2.8$  мкс в слитках  $p$ -Si и  $\tau \geq 7.7$  мкс для  $n$ -Si (ГОСТ 19658-81).

Время жизни ННЗ, как известно, можно определять, используя бесконтактные методы, основанные на поглощении электромагнитной энергии свободными носителями заряда: оптический или сверхвысокочастотный (СВЧ) методы. Оптический метод был предложен почти полвека назад [2]. Возбуждаемые импульсом видимого света ННЗ зондировались лучом инфракрасного света. В настоящее время оптический метод с использованием лазеров применяется для характеристики пластин кремния с использованием техники сканирования и компьютерной обработки результатов измерений. Описание этой методики и результаты измерений приведены в работах [3,4], где для возбуждения ННЗ применялся

импульсный твердотельный лазер ( $\lambda = 1.064$  мкм), а для их зондирования — газовый лазер ( $\lambda = 3.39$  мкм). В работе [5] для возбуждения ННЗ использовался источник света с очень малым коэффициентом поглощения: твердотельный лазер на  $F_2^-$ -центрах в LiF ( $\lambda = 1.17\text{--}1.18$  мкм). Это позволило проводить измерения времени жизни носителей практически в любой точке объема слитка (инфракрасная томография). Такие установки, однако, достаточно дороги и их применение оправдано лишь в особых случаях, когда требуется слиток кремния высокого качества и однородности по всему объему.

Использование сверхвысоких частот для исследования фотопроводимости (ФП) германия и кремния также было предложено свыше сорока лет назад [6,7]. С тех пор опубликовано большое число работ, в которых рассматриваются возможности и преимущества СВЧ методов исследования свойств полупроводников и полупроводниковых структур. Мы ограничимся здесь лишь ссылкой на работы [8–12], где достаточно полно рассмотрены теория СВЧ измерений и методы определения времени жизни ННЗ с учетом поверхностной рекомбинации в пластинах кремния. Использование СВЧ генераторов на диодах Ганна и полупроводниковых диодов в качестве источников света позволило создать недорогие, компактные установки для экспресс-контроля времени жизни ННЗ, в том числе и в условиях производства. В США, например, разработан стандарт ASTM F 1535-94 по СВЧ методу измерения рекомбинационного времени жизни в пластинах кремния, в котором определена методика, а также требования к обработке и подготовке поверхности пластин. К этому стандарту в 1998 году опубликованы дополнения ASTM STP 1340.

Необходимо отметить, что СВЧ метод имеет более высокую чувствительность, чем оптический метод, основанный на поглощении света свободными носителями в инфракрасной области. Так, для пластин высокоомного ( $> 100$  Ом·см) кремния СВЧ метод поз-

<sup>¶</sup> E-mail: tokarev@isp.nsc.ru

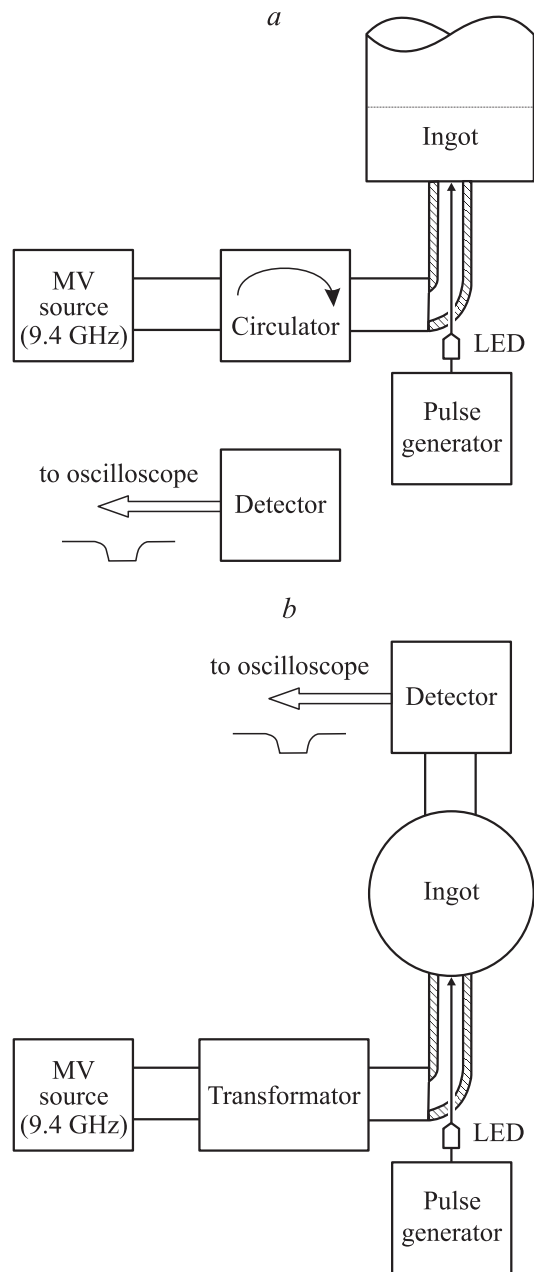
воляет измерять минимальные перепады концентрации до  $\Delta n_{\min} = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  [10], а оптический — до  $\Delta n_{\min} \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$  [3].

В данной работе исследуется применение СВЧ метода для определения времени жизни ННЗ в слитках кремния: на его торцах и в различных участках боковой поверхности по длине слитка. Предлагается новая методика определения времени жизни ННЗ по измеренному сигналу релаксации ФП при возбуждении ННЗ достаточно длинным импульсом света с малым коэффициентом поглощения ( $\alpha \approx 10 \text{ см}^{-1}$ ). Для теоретического анализа это случай полубесконечного образца, и, если ННЗ находятся на достаточно большом расстоянии от поверхности, то влияние поверхностной рекомбинации уменьшается. Теоретически даже при коротком импульсе света, спустя довольно большое время после окончания импульса, время релаксации ФП становится близким к объемному времени жизни. Однако в этой области величина сигнала становится ниже уровня шумов при СВЧ измерениях и надежное определение  $\tau$  становится практически невозможным.

Влиянием поверхностной рекомбинации можно пренебречь, используя импульсный источник света с малым поглощением и квазистационарный режим фотопроводимости к концу импульса. Релаксация ФП и в этом случае не описывается одной экспонентой, но, сравнивая расчетную зависимость полного числа ННЗ с измеренным сигналом ФП при длинном импульсе света, можно достаточно просто определить время жизни ННЗ. СВЧ измерения и определения времени жизни ННЗ проведены для слитков кремния с различным удельным сопротивлением. Для слитков с  $\rho < 500 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  полученные по новой методике результаты сравниваются с результатами измерений методом модуляции проводимости в точечном контакте [1].

## 2. Измерение СВЧ фотопроводимости и определение времени жизни ННЗ

Упрощенные блок-схемы установок для измерения импульсной ФП слитков кремния приведены на рис. 1. Образец (торец слитка) прижат к волноводу и отраженная СВЧ мощность через циркулятор регистрируется СВЧ детектором (рис. 1, *a*). Поверхность образца внутри волновода освещается через небольшое отверстие на изгибе волновода от светодиода, подключенного к импульсному генератору. СВЧ источник с выходной мощностью 20–30 мВт на частоте 9.4 ГГц позволяет получать на выходе СВЧ детектора импульсный сигнал ФП с амплитудой в несколько десятков мВ, т.е. без усиления наблюдать сигнал ФП на экране импульсного осциллографа. Для нелегированных слитков с удельным сопротивлением  $\rho > 100 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  можно измерять проходящую СВЧ мощность, когда слиток зажат двумя соосными волноводами (рис. 1, *b*). При использовании согласующего трансформатора здесь также можно полу-



**Рис. 1.** Упрощенные блок-схемы установок для СВЧ измерений фотопроводимости в слитках Si: *a* — по отраженной и *b* — по проходящей СВЧ мощности.

чить сигнал ФП на выходе СВЧ детектора, достаточный для уверенного наблюдения его на экране осциллографа.

Схема на рис. 1, *a* теоретически рассмотрена в работе [8] и других последующих работах [9,11]. Этот теоретический анализ, проведенный для образца внутри волновода, применим и для случая тонкой пластины, прижатой к волноводу и имеющей позади металлический отражатель, расстояние до которого может регулироваться [10,11]. Простой анализ для пластины высокоомного кремния четвертьволновым короткозамыкателем приведен также в нашей работе [13].

В нашем случае, когда толщина образца сравнима или больше длины волны СВЧ излучения, теоретический анализ СВЧ измерений существенно усложняется. Далее мы кратко остановимся лишь на некоторых особенностях, которые необходимо учитывать при анализе СВЧ измерений фотопроводимости. Постоянная распространения в высокоомном полупроводнике равна  $\gamma = a + ib$ , где постоянная затухания  $a$  и фазовая постоянная  $b$  определяются приближенными соотношениями [7]:

$$a \approx 60\pi/(\rho\sqrt{\epsilon_r}), \quad (1)$$

$$b \approx \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_r}}{\lambda} \left[ 1 + \frac{1}{8} \left( \frac{60}{\rho\epsilon_r} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где  $\epsilon_r$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\lambda$  — длина волны СВЧ излучения. Постоянная затухания определяет глубину проникновения СВЧ поля в полупроводнике — скин-слой

$$\delta = \frac{1}{a} = \frac{\rho\sqrt{\epsilon_r}}{60\pi}.$$

В нелегированном кремнии  $\rho > 100 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ,  $\epsilon_r = 12$  и толщина скин-слоя составляет  $\delta > 18.3 \text{ мм}$ . Возбуждаемые светом ННЗ локализованы в области, определяемой длиной диффузии  $L_D = \sqrt{D\tau}$ , которая даже при временах жизни  $\tau \geq 1 \text{ мс}$  не превышает нескольких мм. Это означает, что при расчетах необходимо учитывать неоднородность проводимости  $\Delta\sigma(z, t)$  и неоднородность СВЧ поля  $E(z)$ . В рамках теории СВЧ измерений, рассмотренной в работах [8–12], мы имеем дело со случаем, когда относительное изменение СВЧ мощности  $\Delta P/P$ , отраженной от освещенной поверхности полупроводника, определяется как

$$\Delta P(t)/P = \int A(z)\Delta\sigma(z, t)dt, \quad (3)$$

где  $A(z)$  — коэффициент чувствительности, пропорциональный квадрату амплитуды СВЧ поля.

При малой скорости поверхностной рекомбинации пространственное распределение ННЗ практически не изменяется во времени и можно полагать, что импульсный сигнал ФП должен соответствовать релаксации полного числа ННЗ, определяемого после окончания импульса света как  $N(t) \propto \exp(-t/\tau)$ . В реальных случаях, однако, скорость поверхностной рекомбинации велика, максимум концентрации ННЗ смещается в глубь образца и время релаксации ФП  $\tau$  непрерывно изменяется. В момент времени  $t$  после окончания короткого импульса света имеем [14]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_v} + \frac{\pi^2}{4t}.$$

Объемное время жизни  $\tau_v$  будет примерно равно времени релаксации ФП, когда  $t \geq 5\tau_v$ . Кроме того, при замет-

ном изменении пространственного распределения ННЗ (смещение максимума) в сильно неоднородном СВЧ поле релаксация сигнала ФП уже не будет соответствовать временной зависимости полного числа ННЗ после окончания импульса света. Рассчитывая распределение ННЗ в различные моменты времени [14] и используя уравнение (3), этот эффект можно промоделировать на ЭВМ.

Для достоверного определения времени жизни ННЗ необходимо установить теоретическую временную зависимость полного числа ННЗ при импульсном освещении образца. Решение уравнения непрерывности, определяющее изменение концентрации ННЗ во время импульса света и после его окончания, в общем виде не получено. При малом уровне инжекции (линейная рекомбинация) с учетом диффузии и поверхностной рекомбинации это решение получено впервые В.Е. Лашкаревым и др. [15] для полубесконечного образца.

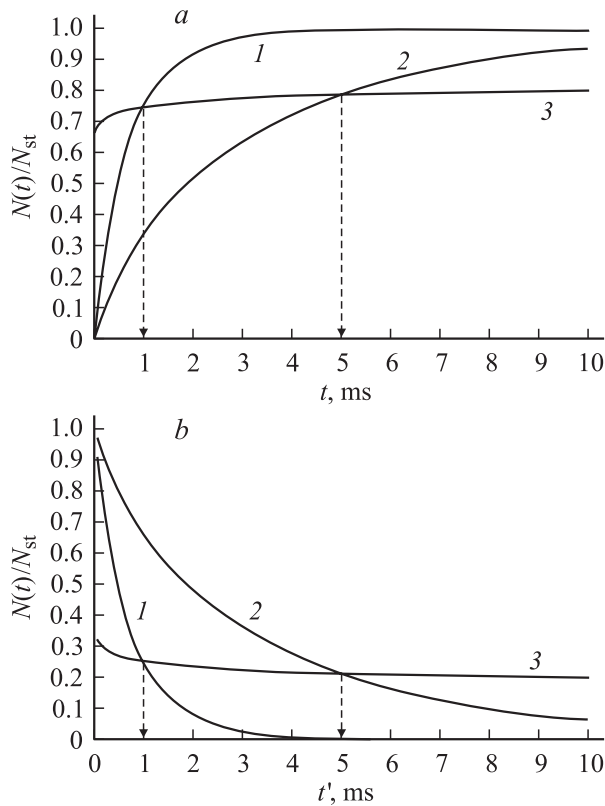
Полное число ННЗ определяется уравнением

$$\begin{aligned} N(t) &= \int_0^\infty n(z, t)dz \\ &= \eta \frac{(1-R)I}{1-\alpha D/S} \left\{ \frac{1 - \exp(-t/\tau)W(\alpha\sqrt{Dt})}{1/\tau - \alpha^2 D} \right. \\ &\quad - \frac{\alpha D/S}{1/\tau - S^2/D} [1 - \exp(-t/\tau)W(S\sqrt{t/D})] \\ &\quad - \alpha^3 D\sqrt{Dt} \frac{1 - (S/\alpha D)^2}{(1/\tau - \alpha^2 D)(1/\tau - S^2/D)} \\ &\quad \left. \times [1 - \exp(-t/\tau)W(\sqrt{t/\tau})] \right\}, \quad (4) \end{aligned}$$

$$W(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(u^2) \int_u^\infty \exp(-u^2)du,$$

где  $\eta$  — квантовый выход внутренней фотоионизации;  $R$  — коэффициент отражения;  $I, \alpha$  — интенсивность и коэффициент поглощения падающего на полупроводник света,  $D$  — коэффициент биполярной диффузии,  $\tau$  — время жизни ННЗ,  $S$  — скорость рекомбинации.

Из анализа уравнения (4) следует, что при  $S = 0$ , а также и в случае  $\alpha\sqrt{Dt} \ll 1$  временная зависимость полного числа ННЗ после выключения света, а значит и релаксация сигнала ФП, описывается экспонентой. Эти случаи трудно реализовать практически для слитков высокоомного кремния с большим временем жизни. Однако при достаточно малом коэффициенте поглощения света  $\alpha \approx 10 \text{ см}^{-1}$  практически легко реализуем случай, когда  $\alpha D/S \ll 1$  и  $S^2/D \gg 1/\tau$ . Это позволяет пренебречь вторым членом в уравнении (4) и получить следующие расчетные формулы для нормированных зна-



**Рис. 2.** Расчетные зависимости полного числа ННЗ  $N(t)/N_{st}$  во время светового импульса  $0 < t < t_{pulse}$  (а) и после его окончания  $t' > t - t_{pulse}$  (б) для значений времени жизни ННЗ  $\tau$ , мс: 1 — 1, 2 — 5. Зависимости 3 рассчитаны для  $t = t' = \tau$ . Коэффициент диффузии  $D = D_p = 13 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$ .

чений полного числа ННЗ:

$$\frac{N(t)}{N_{st}} \approx \frac{1 - e^{-\frac{t}{\tau}} W(\alpha\sqrt{Dt}) - \alpha\sqrt{Dt} [1 - e^{-\frac{t}{\tau}} W(\sqrt{t/\tau})]}{1 - \alpha\sqrt{Dt}} \quad (5)$$

— во время импульса света от  $t = 0$  до  $t = t_{pulse}$ ,

$$\frac{N(t')}{N_{st}} \approx \exp(-t'/\tau) \left[ \frac{W(\alpha\sqrt{Dt'}) - \alpha\sqrt{Dt'} W(\sqrt{t'/\tau})}{1 - \alpha\sqrt{Dt'}} \right] \quad (6)$$

— после выключения света при  $t' > t - t_{pulse}$ .

Величина  $N_{st}$  — значение  $N(t)$  при  $t \rightarrow \infty$ , т.е. полное число ННЗ в конце „длинного“ импульса света, когда наблюдается насыщение и переход к стационарной ФП.

Используя уравнения (5) и (6), можно рассчитать нормированные значения  $N(\tau)/N_{st}$  при  $t = \tau$  и  $t' = \tau$ .

Во время импульса  $t \leq \tau_{pulse}$ :

$$\frac{N(\tau)}{N_{st}} = \frac{1 - 0.3679W(\alpha\sqrt{D\tau}) - 0.8427\alpha\sqrt{D\tau}}{1 - \alpha\sqrt{D\tau}}, \quad (7)$$

и после при  $t \geq \tau_{pulse}$ :

$$\frac{N(\tau)}{N_{st}} = 0.3679 \frac{W(\alpha\sqrt{D\tau}) - 0.4276\alpha\sqrt{D\tau}}{1 - \alpha\sqrt{D\tau}}. \quad (8)$$

Отметим также, что функция  $W(\alpha\sqrt{D\tau}) = W(u) = \exp(u^2)[1 - \text{erf}(u)]$ , где  $\text{erf}(u)$  — интеграл вероятности.

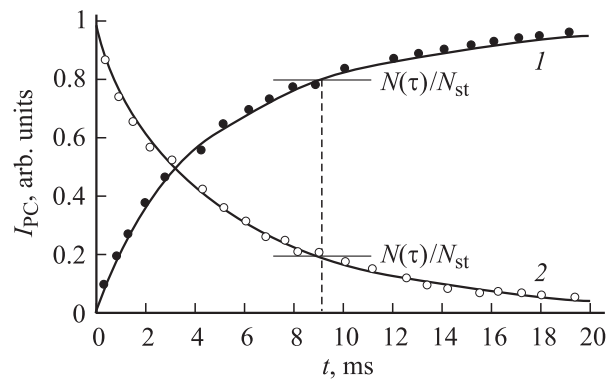
На рис. 2 приведены зависимости, рассчитанные для двух значений времени жизни  $\tau = 10^{-3}$  с и  $5 \cdot 10^{-3}$  с при  $D = D_p = 13 \text{ см}^2/\text{с}$  и  $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$ .

Построенные в одинаковом временном масштабе расчетные зависимости по формулам (5), (7) — рис. 2, а и (6), (8) — рис. 2, б пересекаются и точка их пересечения определяет объемное время жизни ННЗ. Это означает, что, сравнивая измеренный сигнал релаксации ФП в нормированном виде  $\Delta U(t)/\Delta U(t_{pulse})$  с расчетом по формуле (8), можно в точке пересечения определить объемное время жизни ННЗ. Из рис. 2, а следует также, что режим стационарной или квазистационарной ФП, т.е.  $N(t)/N_{st} \approx 1$ , достигается при  $t \gtrsim 5\tau$  и при  $\tau = 5$  мс требуется длительность импульса света не менее 25 мс. Необходимо отметить также, что с увеличением времени жизни ННЗ разница в определении его, как обычно, по спаду в  $e$  раз ( $\tau_v = \tau_{1/e}$ ), и в нашем случае (рис. 2, б) увеличивается. Так, при  $\tau = 1$  мс эта разница составляет  $\sim 25\%$ , а для  $\tau = 5$  мс уже  $78\%$ .

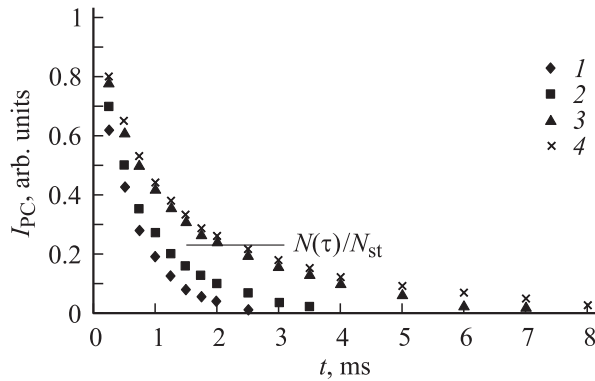
### 3. Результаты измерений СВЧ фотопроводимости в слитках кремния

Измерения ФП на слитках  $n$ -Si с различным удельным сопротивлением  $\rho$  от 4.5 до свыше 1000 Ом·см проводились на СВЧ установке, описанной ранее в нашей работе [13]. В качестве импульсного источника света использовался опытный образец светодиода с  $\lambda \approx 1.064$  мкм.

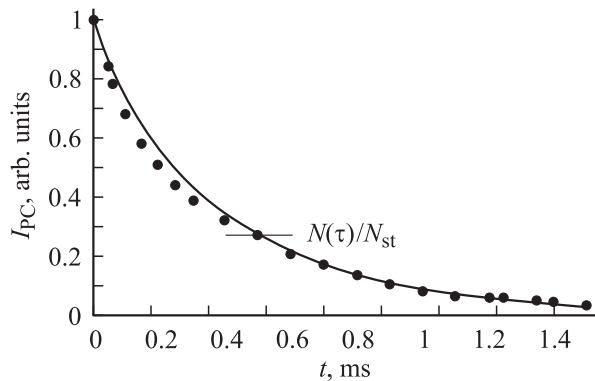
На рис. 3 приведены результаты СВЧ измерений времени жизни ННЗ для слитка высокоомного кремния



**Рис. 3.** Импульсный сигнал фотопроводимости  $I_{PC}$  и его релаксация, измеренные на СВЧ по изменению проходящей СВЧ мощности при импульсном освещении слитка  $n$ -Si ( $\rho = 1640 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ) диаметром 76.5 мм и длиной 71.5 мм. Длительность импульса света  $\tau_{pulse} = 30$  мс. Расчетные зависимости  $N(t)/N_{st}$  (сплошные кривые) получены при  $\tau = 9.5$  мс,  $D = 13 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$  по выражениям: 1 — (5), 2 — (6). Значения  $N(\tau)/N_{st}$ , указанные отрезками прямых, рассчитаны в соответствии с (7) — верхнее и (8) — нижнее.



**Рис. 4.** Измеренная на СВЧ релаксация сигнала фотопроводимости при различных длительностях импульса света ( $\alpha \approx 10 \text{ см}^{-1}$ )  $t_{\text{pulse}}$ , мс: 1 — 0.1, 2 — 1, 3 — 10, 4 — 100 на отрезке от слитка *n*-Si ( $\rho = 2760 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ) диаметром 80 мм, длиной 14.5 мм (схема измерений представлена на рис. 1, *a* с металлическим отражателем на верхнем торце).



**Рис. 5.** Измеренная на СВЧ релаксация сигнала фотопроводимости для слитка КЭФ-4.5. Расчетная зависимость  $N(t)/N_{\text{st}}$  (сплошная линия) получена при  $\tau = 0.5 \text{ мс}$ ,  $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$  и  $D = 12 \text{ см}^2/\text{с}$ .

(1640 Ом·см) диаметром 76 мм и длиной 72 мм. Измерения проводились по схеме, приведенной на рис. 1, *b* и к торцам слитка прижимались волноводы сечением  $10 \times 23 \text{ мм}^2$ . Согласующий трансформатор настраивался на максимум сигнала ФП и в конце импульса ( $\tau_{\text{pulse}} = 30 \text{ мс}$ ) амплитуда импульса равнялась  $\sim 93 \text{ мВ}$ . Для сравнения с расчетом измеренный сигнал представлен в нормированном виде: в течение импульса до  $t = 20 \text{ мс}$  и после его окончания. Время жизни  $t = \tau$  определяется в точках пересечения со значениями, рассчитанными по формулам (7) и (8). На рис. 3 они представлены отрезками в области  $t \approx \tau$ . Расчеты, проведенные по формулам (5) и (6), при  $D = D_p = 13 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$  и  $\tau = 9.5 \text{ мс}$  хорошо согласуются с измерениями. Некоторые расхождения, наблюдаемые в начале релаксации, в области до  $t \lesssim 4 \text{ мс}$ , видимо, связаны с влиянием пространственной неоднородности СВЧ поля, как отмечалось выше.

СВЧ измерения релаксации ФП при различных длительностях светового импульса приведены на рис. 4 для слитка *n*-Si (2760 Ом·см). Отрезок слитка длиной 14.5 мм и диаметром 80 мм устанавливался на открытом конце волновода, а на верхнем торце находился отражатель (металлическая пластина). Толщина скин-слоя равна  $\delta \approx 50 \text{ нм}$ , и заметная часть СВЧ мощности будет отражаться, создавая пространственную неоднородность поля  $E(z)$  по длине образца. В нашем случае распределение СВЧ поля будет таким, что максимум ННЗ будет диффундировать в область увеличения  $E(z)$  и влияние неоднородности СВЧ поля при больших длительностях импульса света практически не будет сказываться. Как видно из рис. 4, при длительностях импульса света до 10 мс кривые релаксации сигналов ФП заметно различаются, а при  $t_{\text{pulse}} \geq 10 \text{ мс}$  они становятся практически одинаковыми. Расчетные формулы в данном случае применимы при  $t_{\text{pulse}} > 10 \text{ мс}$  и определенное время жизни  $\tau = 2.25 \text{ мс}$  соответствует области, где величина сигнала при длительности импульса  $t_{\text{pulse}} = 0.1 \text{ мс}$  (см. рис. 4, кривая 1) не превышает 2% от начального значения. Таким образом, еще раз подтверждается, что для предлагаемой методики длительность импульса света должна быть  $t_{\text{pulse}} > 5\tau$ .

СВЧ измерения проводились на достаточно большом количестве высокоомного кремния, выращенного методом бестигельной зонной плавки (БЗП), а также на некоторых слитках, полученных методом Чохральского. Интересные, на наш взгляд, результаты получены на слитке КЭФ-4.5 (см. рис. 5).

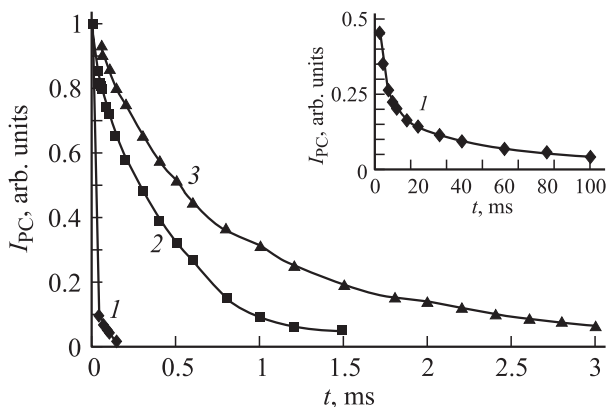
Расчетная зависимость при  $\tau = 0.5 \text{ мс}$ ,  $D = 12 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$  хорошо согласуется с экспериментом, особенно в области  $t > 0.5 \text{ мс}$ . В области  $t < 0.5 \text{ мс}$  спад экспериментальной кривой явно круче, чем теоретической  $N(t)/N_{\text{st}}$  (см. также рис. 3). Это связано, видимо, не только с влиянием поверхностной рекомбинацией, но и с неоднородностью СВЧ поля, как уже отмечалось выше. При  $\rho = 4.5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  толщина скин-слоя на частоте 9.4 ГГц равна  $\sim 1.3 \text{ мм}$  и, следовательно, максимум ННЗ будет смещаться в область уменьшающегося поля  $E(z)$ , что ускоряет релаксацию сигнала ФП.

Выбор источника света для возбуждения ННЗ имеет важное значение для достоверного определения времени жизни. Это демонстрируется результатами измерений, приведенными на рис. 6. Положение слитка кремния с  $\rho = 230 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  не изменялось и световое „пятно“ было в центральной части торца слитка, прижатого к волноводу (схема измерений на рис. 1, *a*). При использовании полупроводникового лазера ЛПИ-12 с коротким импульсом света  $t_{\text{pulse}} = 0.15 \text{ мкс}$ ,  $\lambda \approx 0.91 \text{ мкм}$  и интенсивностью до  $10 \text{ Вт}/\text{см}^2$  наблюдался сигнал ФП с очень быстрой релаксацией (см. кривую 1, а также вставку на рис. 6). Влияние поверхностной рекомбинации здесь очень сильное и величина постоянной времени  $\tau_1 \approx 80 \text{ мкс}$ . Как уже отмечалось выше, влияние поверхностной рекомбинации можно минимизировать,

если выждать, пока измеряемый сигнал не спадет примерно до 1% от начального значения [14–16]. В нашем случае (рис. 6) это явно не наблюдается. По-видимому, это связано с тем, что при резке слитка образуется нарушенный слой с высокой плотностью дефектов. Измерения на образце с полированной поверхностью показали, что в области спада менее 3% удается определить  $\tau \approx 1$  мс, что близко к объемному времени жизни ННЗ 1.25 мс. В случае использования светодиода АЛ 123А ( $\lambda \approx 0.94$  мкм) с длительностью импульса 10 мс релаксация сигнала ФП наблюдается уже в области до 2 мс (кривая 2 на рис. 6). Наконец, релаксация сигнала ФП, полученная со светодиодом  $\lambda \approx 1.064$  мкм и  $t_{\text{pulse}} = 10$  мс, наблюдается в области до 5 мс (кривая 3) и определяемое время жизни ННЗ  $\tau = 1.25$  мс. Для кривой 2 точка пересечения находилась с использованием расчетной кривой  $N(t)/N_{\text{st}}$  при  $D = 13$  см<sup>2</sup>/с и  $\alpha = 190$  см<sup>-1</sup>. Полученное значение  $\tau = 0.78$  мс существенно меньше, чем для кривой 3. Теоретически определяемое по точке пересечения значение  $\tau$  должно быть одинаковым при  $\alpha = 10$  и  $190$  см<sup>-1</sup>, поскольку при большой скорости поверхностной рекомбинации  $S \geq 10^4$  см/с условия  $\alpha D/S \ll 1$  и  $S^2/D \gg 1/\tau$  выполняются.

Рассмотренная выше методика определения времени жизни ННЗ в слитках кремния позволяет проводить экспресс-контроль сразу после выращивания слитка до обрезки „конуса“ и „хвоста“, а также „обдирки“ для выравнивания слитка по диаметру. В табл. 1 приведены результаты измерений четырех слитков высокоомного кремния из одной партии, полученных методом БЗП на установке роста типа FZ-20 в ИФП СОРАН. СВЧ измерения проводились по схеме, приведенной на рис. 1, б, на двух концах слитка до „обдирки“ и после.

Из приведенных данных следует, что слитки достаточно высокого качества ( $\tau_v \gtrsim 5$  мс), но имеется и заметный разброс в значениях  $\tau_v$  как на концах слитка, так и



**Рис. 6.** Измеренные на СВЧ релаксации сигналов фотопроводимости при различных источниках света, возбуждающих ННЗ: 1 — полупроводниковый лазер ЛПИ-12,  $t_{\text{pulse}} = 0.15$  мкс,  $\lambda \approx 0.91$  мкм (см. также вставку); 2 — светодиод АЛ 123А,  $t_{\text{pulse}} = 10$  мс,  $\lambda \approx 0.94$  мкм; 3 — полупроводниковый лазер,  $t_{\text{pulse}} = 10$  мс,  $\lambda \approx 1.064$  мкм.

**Таблица 1.**

Номер слитка	Конус			Хвост		
	$\rho$ , Ом·см	$\tau_{1/e}$ , мс	$\tau_v$ , мс	$\rho$ , Ом·см	$\tau_{1/e}$ , мс	$\tau_v$ , мс
Ап231	2210	6.1 (4.1)	9.2 (6.7)	1250	7 (7.5)	11.2 (12.5)
Ап232	1860	9.8 (8.2)	17 (13.5)	660	5.5 (6)	7.5 (10)
Ап233	3140	10.7 (3.2)	17.8 (5.5)	2110	7.5 (8)	14 (14)
Ап234	1840	6.5 (6)	11.2 (11)	1780	4.8 (4.5)	8 (7)

*Примечание.* В скобках приведены значения, полученные из СВЧ измерений после „обдирки“ слитка.

**Таблица 2.**

Номер слитка	$\rho$ , Ом·см	Метод МПТК		СВЧ измерения			
		$\tau_v^*$ , мкс		$\tau_{1/e}$ , мкс		$\tau_v$ , мкс	
		Конус	Хвост	Конус	Хвост	Конус	Хвост
Ф224	40	170	200	340	450	460	620
Ф225(3)	220	150	190	320	430	410	580
Ф227(1)	220	190	150	500	260	650	330
Ф227(2)	40	120	150	390	800	500	1140
Ф227(3)	40	180	200	330	230	420	310
М230	230	190	170	540	275	750	350

*Примечание.* \* Определялись средние значения по положениям в 3 точках: в центре торца и на противоположных краях.

между слитками, хотя использовались один и тот же исходный материал (поликремний) и одна технология выращивания. Приведенные в табл. 1 значения  $\tau_{1/e}$ , как уже отмечалось, заметно меньше  $\tau_v$ , но в целом наблюдается корреляция и при экспресс-контроле для упрощения можно использовать привычный способ определения  $\tau_v$  по спаду сигнала ФП в  $e$  раз.

После нейтронного трансмутационного легирования слитков были проведены измерения  $\tau_v$  методом модуляции проводимости в точечном контакте (МПТК) для сравнения с результатами измерений СВЧ методом. Для 6 слитков эти данные приведены в табл. 2. Полученные методом МПТК значения  $\tau_v$  меньше даже значений  $\tau_{1/e}$ , а значения  $\tau_v$  из СВЧ измерений больше в 3–4 раза. Следует отметить, что при измерениях методом МПТК поверхность торца слитка не шлифовалась и, возможно, причиной уменьшения  $\tau_v$  был нарушенный слой после резки. Этот вопрос, однако, требует специальных исследований, как и вопрос о возможной замене ГОСТа 19658-81 на предлагаемый СВЧ метод.

## 4. Заключение

Рассмотрена новая методика определения времени жизни ННЗ по СВЧ измерениям импульсной фотопроводимости в слитках кремния. Для расчета полного числа

ННЗ, возбуждаемых импульсом света, используется известное решение одномерного уравнения непрерывности в режиме линейной рекомбинации для полубесконечного образца. Показано, что при достаточно длинных импульсах света ( $t_{\text{pulse}} \geq 5\tau$ ) с малым коэффициентом поглощения ( $\alpha \approx 10 \text{ см}^{-1}$ ) влиянием поверхностной рекомбинации можно пренебречь и получить временную зависимость полного числа ННЗ, хорошо согласующуюся с измеренным сигналом ФП. Проведенные СВЧ измерения на отрезках  $n$ -Si с различным удельным сопротивлением подтверждают это. Объемное время жизни  $\tau_v$  определяется по точке пересечения экспериментальной кривой спада сигнала ФП с расчетной временной зависимостью  $N(t = \tau)/N_{\text{st}}$ , полученной при заданных значениях коэффициентов поглощения и диффузии ННЗ. При проведении экспериментов использовались две схемы СВЧ измерений: для высокоомного кремния — схема регистрации проходящей СВЧ мощности, а в слитках с  $\rho < 100 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  — схема с циркулятором для регистрации отраженной СВЧ мощности.

Предложенная методика СВЧ измерений времени жизни ННЗ может использоваться для экспресс-контроля качества нелегированных слитков кремния при отработке технологии их выращивания, а также измерений при паспортизации легированных слитков вместо метода модуляции проводимости в точечном контакте.

## Determination of the minority carrier lifetime in silicon ingots by the microwave detected photoconductance

*P.A. Borodovski, A.F. Buldygin, A.S. Tokarev*

Institute of Semiconductor Physics,  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** A new technique is presented for the determination of a bulk lifetime of single crystalline silicon ingots. The microwave detected photoconductance decay normalized to its initial value has been compared with results of the calculation of total amount of excess carriers  $N(t)/N_{\text{st}}$ , where  $N_{\text{st}}$  corresponds to a quasi-steady photoconductance. The location of the intersection point ( $t = \tau$ ) determines the bulk lifetime  $\tau = \tau_v$ . The measurements were carried out within the range of different values of the resistivity. The results of measurements presented here are in good agreements with those of calculation.

## Список литературы

- [1] Л.П. Павлов. *Методы измерения параметров полупроводниковых материалов* (М., Высш. шк., 1987) гл. 3, с. 105.
- [2] N.J. Harrick. *J. Appl. Phys.*, **27**(12), 1439 (1956).
- [3] V. Grivickas, J. Linnros, A. Vigelis, J. Seckus, J.A. Tellefsen. *Sol. St. Electron.*, **35**, 299 (1992).
- [4] J. Linnros. *J. Appl. Phys.*, **84**, 275 (1998).
- [5] Д.В. Ахметов, Н.В. Фатеев. *ФТП*, **35**, 40 (2001).
- [6] A.M. Ramsa, H. Jacobs, F.A. Brand. *J. Appl. Phys.*, **30**, 1054 (1959).
- [7] H.A. Alwater. *J. Appl. Phys.*, **30**, 1054 (1959).
- [8] M. Kunst. G. Beck. *J. Appl. Phys.*, **60**, 3558 (1986); *J. Appl. Phys.*, **63**, 1093 (1988).
- [9] A. Sanders, M. Kunst. *Sol. St. Electron.*, **34**, 1007 (1991).
- [10] C. Swiatkowski, A. Sanders, K.-D. Buhre, M. Kunst. *J. Appl. Phys.*, **78**, 1763f (1995).
- [11] M. Schöfthaler, R. Brendel. *J. Appl. Phys.*, **77**, 3162 (1995).
- [12] J. Schmidt, A.G. Aberle. *J. Appl. Phys.*, **81**, 6187 (1995).
- [13] П.А. Бородовский, А.Ф. Булдыгин, А.С. Токарев. *Автоматрия*, № 6, 43 (2000).
- [14] M.S. Tyagi, J.F. Nus. *Sol. St. Electron.*, **25**, 411 (1982).
- [15] В.Е. Лашкарёв, Э.И. Рашба, В.А. Романов, З.А. Демиденко. *ЖТФ*, **28**, 1853 (1958).
- [16] K. Misiakos, F.A. Lindholm, A. Neugroshel. *J. Appl. Phys.*, **58**(4), 1647 (1985).

*Редактор Т.А. Полянская*