

Бесконтактный электронно-зондовый метод измерения диффузионной длины и времени жизни неосновных носителей в полупроводниках

© Э.И. Рау[†], Чжу Шичу

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

(Получена 10 июля 2000 г. Принята к печати 7 декабря 2000 г.)

Разработан и предложен новый метод бесконтактного измерения диффузионной длины и времени жизни неосновных носителей заряда в полупроводниковых кристаллах. Метод основан на детектировании поверхностного электронно-индуцированного потенциала полупроводников и его фазового сдвига в зависимости от координаты зондирования относительно барьеров. Приведены экспериментальные результаты определения электрофизических параметров полупроводников на примере кремниевых $p-n$ -переходов.

Введение

Диффузионная длина L и время жизни τ неравновесных носителей заряда являются важнейшими характеристиками полупроводниковых материалов. Для их измерения, а также для прямого наблюдения локальных кристаллографических и других электрически активных дефектов в полупроводниках широко применяется метод наведенного тока (НТ) в растровом электронном микроскопе (РЭМ) [1,2]. Теория метода НТ в полупроводниковых структурах с $p-n$ -переходами и барьерами Шоттки достаточно хорошо разработана, однако метод находит ограниченное практическое применение. К его основным недостаткам относится требование контактов к образцу, наличие разделяющих носители барьеров, априорное знание некоторых параметров полупроводника. Бесконтактным методом исследования является детектирование катодолуминесценции в РЭМ, но, например, такой распространенный в микроэлектронике материал, как кремний, не обладает катодолуминесцентными свойствами.

Поэтому представляется актуальным и перспективным для бесконтактного неразрушающего локального измерения L и τ применение метода поверхностного электронно-индуцированного потенциала (ПЭИП), разработанного ранее для визуализации электрических неоднородностей в кристаллах [3–5]. В настоящей работе описаны принципы измерения L и τ указанным методом и приводятся первые экспериментальные результаты.

Методика эксперимента

Новый метод основан на бесконтактном детектировании вариаций поверхностного или барьерного потенциала, возникающих при облучении электронным зондом РЭМ полупроводникового объекта. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Полупроводниковый кристалл (например p -Si) обычно заземляется с нижней стороны на столике $M2$ РЭМ, а верхняя поверхность кристалла остается свободной. При облучении полупроводни-

ка электронным зондом РЭМ ($e. b.$) генерированные в микрообъеме ($g. v.$) неравновесные носители разделяются в приповерхностном слое пространственного заряда (SCR), вызывая на поверхности кристалла изменение изгиба энергетических зон и тем самым — изменение поверхностного потенциала ΔV . Вариации ΔV зависят от локальных электронных свойств поверхности и от значений фундаментальных параметров полупроводникового материала. На расстоянии порядка 0.5 мм от поверхности располагается металлическое кольцо — детектор R , на котором индуцируется сигнал ПЭИП. Передача сигнала ΔV в такой геометрии осуществляется посредством емкостной связи между облучаемым участком поверхности кристалла и кольцевым электродом. Индуцированный сигнал с детектора поступает через зарядочувствительный предусилитель (РА) на измерительные устройства или экран РЭМ.

В принципе возможно детектировать сигнал ПЭИП и с обратной стороны кристалла. В этом случае верхняя облучаемая электронным зондом поверхность кристалла

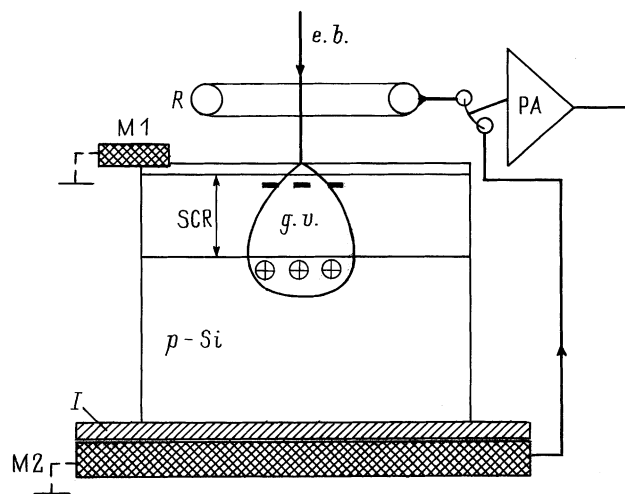


Рис. 1. Схема регистрации поверхностного электронно-индуцированного потенциала в РЭМ. Объем генерации носителей ($g. v.$) представлен в относительном масштабе.

[†] E-mail: rau@pel157a.phys.msu.ru

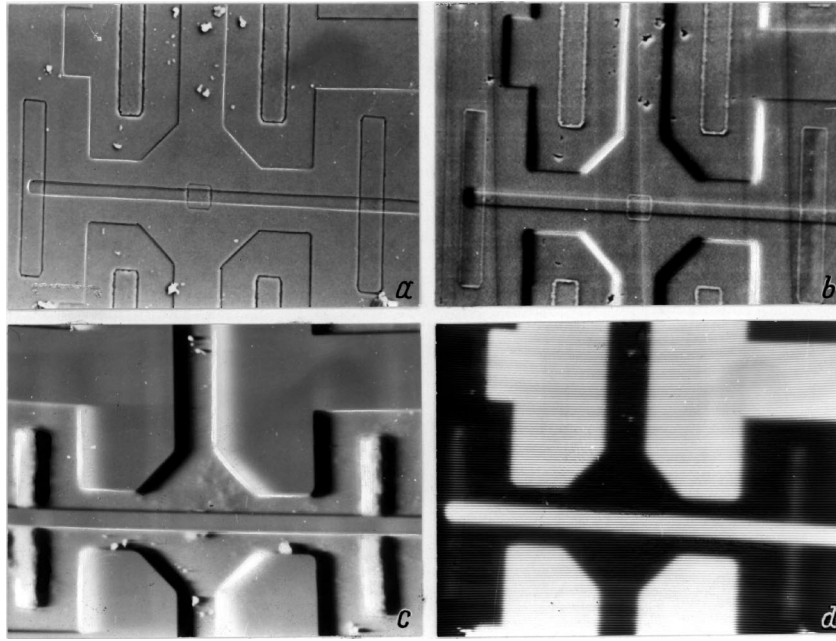


Рис. 2. Изображение кремниевой пластины n -типа с локальными участками p -типа проводимости, полученное во вторичных электронах (a), в режиме дифференциального ПЭИП при детектировании сверху (b), при детектировании снизу образца (c), при детектировании с помощью синхронного усилителя (d).

заземляется металлическим контактом $M1$ (см. рис. 1), а переменный сигнал ΔV через емкость изолирующего слоя I детектируется металлической пластиной $M2$ (в данном случае незаземленной). Полярность сигнала при этом инвертируется, а его абсолютная величина значительно возрастает вследствие увеличения емкости связи. Еще одним преимуществом детектирования через нижнюю необлучаемую плоскость образца является уменьшение вклада вторичных и отраженных электронов, который имеется при детектировании сверху кольцевым электродом (по первому варианту). Иллюстрацией к сказанному являются микрофотографии на рис. 2, где приводятся снимки поверхности кристалла кремния n -типа проводимости с локальными участками p -типа, легированными бором. Снимки показывают возможности бесконтактной визуализации электрически активных микронеоднородностей в кристалле, а также пространственное распределение имплантируемой примеси, формирующее в данном случае планарные p - n -переходы в пластине кремния. Снимки $2, b, c$ получены без стробирования электронного зонда, а $2, d$ — в стробоскопическом режиме.

Рассмотрим теперь потенциальные возможности метода ПЭИП для измерения L и τ . Для случаев расположения p - n -перехода или барьера Шоттки в плоскости, перпендикулярной облучаемой поверхности кристалла, детектируемый сигнал ПЭИП ΔV (при сканировании по направлению X от границы перехода) в первом приближении равен [6]

$$\pm \Delta V = C\beta \ln[1 + (G_{\text{eff}}I_0/I_s) \exp(-X/L)], \quad (1a)$$

или

$$\pm \Delta V = C\beta \ln[1 + (\Delta n/N_0) \exp(-X/L)], \quad (16)$$

где C — емкостной коэффициент связи детектора [3,5], $\beta = kT/q$ — термический потенциал, $G_{\text{eff}} = G_0S/(1 + S)$ — эффективный темп генерации избыточных носителей, $G_0 = (E_0/E_{eh})(1 - k)$, S — приведенная скорость поверхностной рекомбинации носителей, E_0 — энергия первичных электронов, E_{eh} — энергия рождения электронно-дырочной пары, k — доля отраженной энергии зондирующего пучка электронов, I_0 — ток зонда, I_s — обратный ток насыщения p - n -перехода, Δn и N_0 — концентрации неравновесных и основных носителей соответственно. Знак “+” соответствует обедненному (или слабо инверсному) приповерхностному слою для n -типа, а знак “-” — для p -типа полупроводника. Как видно из (1), связь $\Delta V = f(L)$ нелинейна, поэтому найти L из экспоненциальной зависимости, как это принято в классическом общепринятом методе НТ (см., например, [1,7]), нельзя. К тому же в (1) входит целый ряд неизвестных априори параметров, таких как G, I_s, C, S , что также не позволяет рассчитать L по приведенному соотношению непосредственно. В таких случаях эффективным является подход, при котором измеряемая величина сохраняется постоянной при соответствующем изменении нескольких контролируемых параметров эксперимента. Например, этот прием используется в методе постоянной поверхностной фотоэдс, регистрируемой при варьировании интенсивности и спектрального состава светового облучения полупроводника [8].

Для нашего случая этот принцип применяется следующим образом. При последовательном сканировании электронного зонда с токами I_{01} и I_{02} вдоль линии X , перпендикулярной $p-n$ -переходу, регистрируются зависимости $\Delta V(X)$, причем на полученных кривых всегда можно найти две такие точки X_1 и X_2 , что

$$\Delta V_1(I_{01}X_1) = \Delta V(I_{02}X_2), \quad (\text{при } X_{1,2} \geq L),$$

т. е.

$$\begin{aligned} \Delta V_1 &= C\beta \ln[1 + (G_{\text{эф}}I_{01}/I_s) \exp(-X_1/L)] \\ &= \Delta V_2 = C\beta \ln[1 + (G_{\text{эф}}I_{02}/I_s) \exp(-X_2/L)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Отсюда получаем простое и однозначное соотношение для определения L :

$$\ln(I_{01}/I_{02}) = (X_2 - X_1)/L. \quad (3)$$

Отметим, что в (3) отсутствуют изначально неизвестные $S, I_s, C, G_{\text{эф}}$, а величина $\Delta X = (X_2 - X_1)$ также не требует знания истинных значений удаленности точки измерения X от $p-n$ -перехода, а требуется только абсолютная разность координат ΔX .

Что касается измерения времени жизни неосновных носителей τ , то известный метод определения τ по релаксации сигнала НТ при импульсном облучении [9,10] в нашем случае неприменим, так как, во-первых, спад во времени $\Delta V(t)$ не чисто экспоненциальный, а во-вторых, входной импеданс предусилителя слишком высок (полоса пропускания 100 кГц), что не позволяет измерять $\tau < 10$ мкс. Альтернативой регистрации времени спада сигнала является регистрация фазового сдвига $\Delta\varphi$ между облучающим импульсом и максимумом детектируемого сигнала. Этот изящный метод [7,11] практически не зависит от скорости поверхностной рекомбинации и, главное, применим при частотах модуляции электронного зонда f , удовлетворяющих условию $\omega\tau < 0.1$ ($\omega = 2\pi f$).

В работах [7,11] было показано, что при сканировании зонда вдоль координаты X , перпендикулярной плоскости $p-n$ -перехода, градиент фазового сдвига $\Delta\varphi/\Delta X$ возрастает пропорционально τ в области $\omega\tau < 0.5$, а произведение $Ld\varphi/dx$ если функция только от $\omega\tau$:

$$d\varphi/dX = \omega\tau/2L = \omega L/2D = \omega\sqrt{\tau}/2\sqrt{D} \quad (4a)$$

или, в более точном приближении,

$$Ld\varphi/dX = 0.62(\omega\tau)^{1/2}[1 + 2.8(\omega\tau)^{-3/2}]^{-1/3}. \quad (4б)$$

Таким образом, измеряя одновременно с помощью синхронного (lock-in) усилителя с фазовым выходом как амплитуду, так и фазу детектируемого сигнала, можно по соотношениям (3) и (4) определить L и τ . Отметим, что выражения (1) и (4) можно применять в методе ПЭИП только в малосигнальном режиме, т. е. когда $\Delta V < \beta$ или $\Delta n/N_0 \ll 1$.

Результаты и их обсуждение

На рис. 3 представлены экспериментальные кривые спада сигнала ПЭИП в зависимости от координаты X удаления точки измерения от границы $p-n$ -перехода при токах электронного зонда $I_{01} = 4$ нА (кривая 1) и $I_{02} = 2$ нА (кривая 2). Объектом исследования был $p-n$ -переход эмиттер-база кремниевого биполярного транзистора. Ускоряющее напряжение РЭМ равнялось 20 кВ, частота модуляции зонда $f = 40$ кГц, измерения проводились на стороне эмиттера, т. е. определялись значения τ_p и L_p .

Возьмем на рис. 3 $\Delta V_1 = \Delta V_2 = 10$, тогда $\Delta X = X_2 - X_1 = 6.0$ мкм, а градиент измеренного фазового сдвига на этом интервале $d\varphi/dX = 2$ мрад/мкм. Поэтому $L_p = \Delta X \ln(I_{01}/I_{02}) = 8.7$ мкм, $\tau_p = 2L_p(d\varphi/dX)\omega^{-1} = 0.14$ мкс. Здесь условие $\omega\tau < 1$ выполняется, но рассчитанное по соотношению $L^2 = D\tau$ значение $D_p \approx 5.4$ см²/с явно занижено. Аналогичное несоответствие отмечается и в работах [11,12], причины которого требуют дальнейшего рассмотрения и коррекции метода. Одним из недостатков следует признать тот факт, что в настоящей работе использованы расчетные соотношения (3), выведенные для случая наведенного тока, а не потенциала, описываемого формулой (1а). Возможен и отрицательный вклад релаксации емкостей измерительного тракта и диффузионной емкости $p-n$ -перехода. Все эти факторы следует учитывать в развитии предложенного метода.

Существенным моментом данных измерений является требование выполнения условия $\Delta n/N_0 \ll 1$. Тогда уравнение (1б) можно представить в виде

$$\Delta V = C\beta[1 + (\Delta n/N_0) \exp(-X/L)], \quad (5)$$

для которого собственно и было получено выражение (4а). В общем случае плотность неравновесных носителей Δn выражается через скорость генерации электронно-дырочных пар G и время жизни неосновных

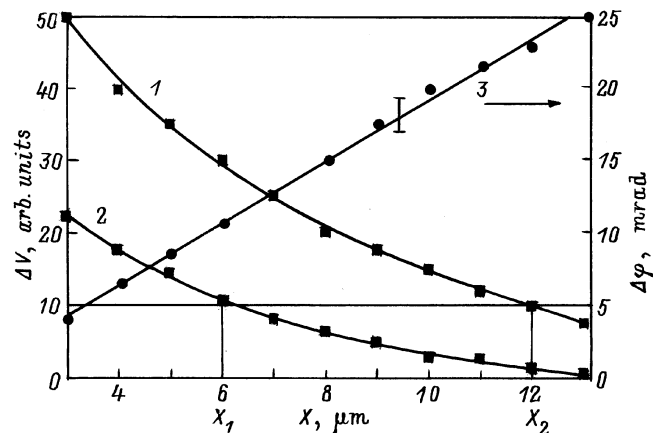


Рис. 3. Зависимости сигнала ПЭИП ΔV (1, 2) и фазового сдвига $\Delta\varphi$ (3) от координаты зондирования для кремниевого $p-n$ -перехода.

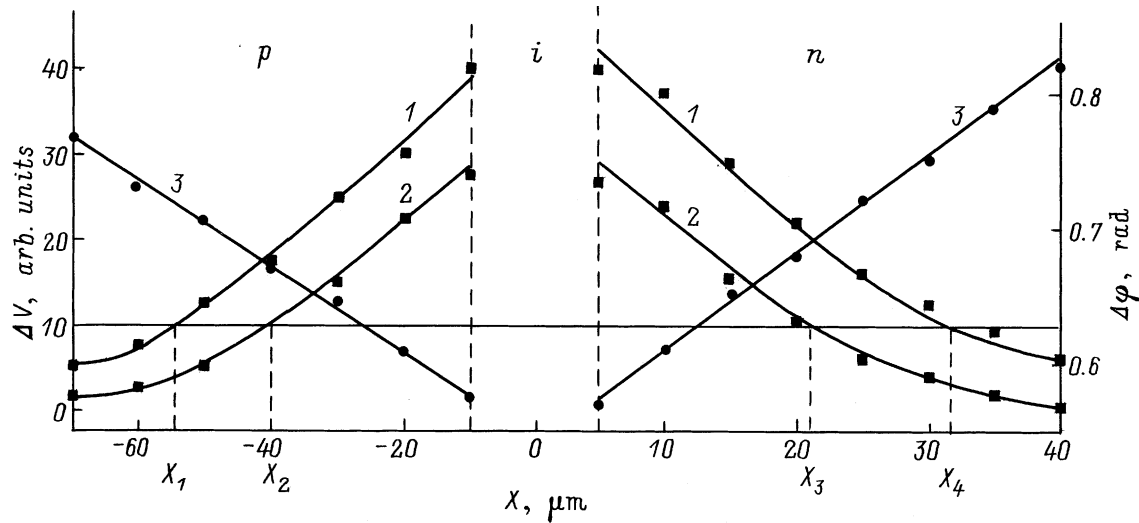


Рис. 4. Зависимости сигнала ПЭИП ΔV (1, 2) и фазового сдвига $\Delta\varphi$ (3) от координаты X для кремниевого $p-i-n$ -диода.

носителей τ [13]:

$$\Delta n = G\tau = (I_0 E_0 / E_{ch} q V_0) (1 - \eta \bar{E} / E_0), \quad (6)$$

где q — заряд электрона, V_0 — объем возбуждения в кристалле, η — коэффициент отражения электронов со средней энергией \bar{E} . Объем V_0 , в котором оценивается плотность неравновесных носителей, зависит от объема генерации, определяемого приведенной глубиной пробега первичных электронов R_0 (тем самым — энергией E_0) и диффузионной длиной носителей L . Для малых L ($L \lesssim R_0$) — $V_0 = (4/3)\pi R_0^3$, для больших L ($L > R_0$ — для Si, например) — $V_0 = (4/3)\pi L^3$. В наших экспериментах при $E_0 = 20$ кэВ, $I_0 = 10^{-9}$ А, $\eta(\text{Si}) = 0.8$, положив $L = 15$ мкм, $\tau = 10^{-6}$ с, имеем $\Delta n = 10^{16}$ см $^{-3}$, в то время как в исследованных образцах $N_0 \gtrsim 10^{18}$ см $^{-3}$, т. е. требование $\Delta n / N_0 \ll 1$ выполнялось.

Результаты экспериментов на другом объекте — кремниевом $p-i-n$ -диоде представлены на рис. 4. В данном случае измерения проводились на участках Si с p - и n -типом проводимости, за исключением центральной i -части перехода (участок протяженностью ~ 10 мкм с собственной проводимостью). Измерения проводились при ускоряющем напряжении РЭМ 20 кВ, частоте модуляции электронного зонда $f = 40$ кГц и токах зонда $I_{01} = 2$ нА (кривая 1) и $I_{02} = 1$ нА (кривая 2). Данные 3 соответствуют измеренным сдвигам фазы $\Delta\varphi$ как функции координаты X в p - и n -области $p-i-n$ -диода. Определенные по представленным зависимостям параметры полупроводника составляют: $L_p = 14.3$ мкм, $L_n = 21.4$ мкм, $\tau_p = 0.75$ мкс, $\tau_n = 0.4$ мкс.

Несмотря на то что метод обладает рядом ограничений, его достоинства очевидны. При дальнейшем совершенствовании метода его недостатки могут быть в существенной степени устранены.

Авторы признательны проф. Э. Плиес и М. Киенле (Университет г. Тюбинген, Германия) за сотрудничество в настоящих исследованиях.

Список литературы

- [1] H.J. Leamy. J. Appl. Phys., **53**, R51 (1982).
- [2] Е.Б. Якимов. Изв. РАН. Сер. физ., **56** (3), 31 (1992).
- [3] А.В. Гостев, Ю.С. Клейнфельд, Э.И. Рау, Г.В. Спивак. Микроэлектроника. **16** (4), 311 (1987).
- [4] А.В. Гостев, Ш.Х. Молл, Э.И. Рау, Е.Б. Якимов. Изв. РАН. Сер. физ., **62** (3), 599 (1998).
- [5] Э.И. Рау, Н.Н. Седов, Ху Веньго, Чжу Шичу. Поверхность, № 2, 4 (2000).
- [6] E.I. Rau, Shiqiu Zhu, E.B. Yakimov. Inst. Phys. Conf. Ser., **164**, 22 (1999).
- [7] С.Г. Конников, О.В. Салата, В.Е. Уманский, В.М. Чистяков. Изв. АН СССР. Сер. физ., **54** (2), 284 (1990).
- [8] Л.П. Павлов. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов (М., Высш. шк., 1987) гл. 4, с. 130.
- [9] D.E. Ioannou. J. Phys. D: Appl. Phys., **13** (4), 611 (1980).
- [10] С.Г. Конников, В.Е. Уманский, В.М. Чистяков, И.И. Лодыженский. ФТП, **22** (10), 1803 (1988).
- [11] T. Fuyuki, H. Matsunami. J. Appl. Phys., **52**, 3428 (1981).
- [12] M. Kittler, W. Seifert. Rev. Phys., Appliquee. Colloque C 6, 24 (1988).
- [13] Semiconductor Material and Device Characterization, ed. by D.K. Schroder (J. Wiley, Sons Inc., 1998) p. 453.

Редактор Л.В. Шаронова

A contactless electron beam method of measuring the diffusion length and the lifetime of minority carriers in semiconductors

E.I. Rau, S.Q. Zhu

Lomonosov Moscow State University,
119899 Moscow, Russia

Abstract A contactless electron beam method of measuring the diffusion length and the lifetime of minority carriers in semiconductors has been suggested. The method is based on detecting the surface electron-induced potential in semiconductors with its subsequent phase shift that depends on the beam coordinate with respect to the barriers. Experimental results on determining electrophysical parameters of semiconductors are presented for the case of silicon $p-n$ junctions.