

УДК 621.315.592

Лазерно-интерференционный метод определения длины диффузии носителей заряда в полупроводниках

© В.В. Манухов⁺, А.Б. Федорцов*, А.С. Иванов^{*†}

⁺ Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия

* Национальный минерально-сырьевой университет „Горный“,
199106 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 16 октября 2014 г. Принята к печати 18 ноября 2014 г.)

Предложен новый лазерно-интерферометрический метод измерения диффузионной длины носителей заряда в полупроводниках. Метод основан на интерференционно-абсорбционном взаимодействии в полупроводнике двух лазерных излучений. Инжектирующее излучение генерирует в полупроводнике дополнительные носители заряда, что приводит к изменению оптических констант материала и модуляции прошедшего через образец зондирующего излучения. При изменении расстояния между точками генерации носителей и зондирования регистрируют уменьшение концентрации носителей заряда, зависящее от длины диффузии, которая устанавливается сравнением экспериментальной и теоретической зависимостей величины сигнала зондирования от рассовмещения лучей инжектора и зонда. Метод успешно апробирован на полупроводниковых образцах разной толщины с различным состоянием поверхности и может быть использован при проведении научных исследований и в электронной промышленности.

1. Введение

Диффузионная длина носителей заряда определяется фундаментальными процессами рекомбинации неравновесных носителей заряда [1,2] и существенно зависит от условий получения и термообработки полупроводника. Определение данного параметра необходимо при решении ряда научно-технических задач.

В настоящее время предложено достаточно большое количество методов прямого измерения диффузионной длины. Наиболее известными из них являются метод подвижного зонда [1,3–5] и его разновидности, а также метод движущегося электронного зонда [1,5,6]. Реализация этих методов требует создания электрического контакта зонда с поверхностью полупроводника, что накладывает определенные ограничения на их использование, например, когда полупроводниковая пластинка покрыта слоем диэлектрика. Для бесконтактного контроля параметров полупроводников можно применять люминесцентные методы [1,7–9]. Однако эти методы применяются главным образом для оценки рекомбинационных параметров соединений $A^{III}B^V$.

Мы предлагаем использовать для измерения диффузионной длины лазерно-интерференционный метод. Ранее данный метод нами успешно применялся для определения ряда других параметров полупроводников [10–14]. Его существенным преимуществом является то, что измерения проводятся бесконтактным способом и таким образом исключается риск повреждения исследуемых образцов.

2. Принцип измерений

Предложенный метод оптического зондирования исследуемого полупроводникового образца основан на взаимодействии в нем двух лазерных излучений. Механизм такого взаимодействия, который можно охарактеризовать как интерференционно-абсорбционный, заключается в следующем. Энергия фотонов одного из излучений (инжектирующего) больше ширины запрещенной зоны исследуемого полупроводника. Излучение поглощается в полупроводнике и генерирует в нем электронно-дырочные пары, изменяя тем самым концентрацию свободных носителей заряда. Другое излучение (зондирующее) имеет энергию фотонов меньше ширины запрещенной зоны полупроводника и выбирается из области оптической прозрачности полупроводника.

Генерация в полупроводнике лазером-инжектором неравновесных носителей заряда приводит к изменению оптических констант (показателя преломления и коэффициента поглощения) полупроводникового материала на длине волны длинноволнового зондирующего излучения. Если излучение лазера-инжектора промодулировать по интенсивности, то вследствие модуляции оптических констант исследуемого материала зондирующее излучение также оказывается промодулированным. По параметрам этой модуляции можно определить ряд электрофизических характеристик полупроводника, например, время жизни неравновесных электронов и дырок.

В отличие от ранее описанных нами экспериментов по измерению времени жизни, для определения длины диффузии носителей заряда точка генерации носителей лучом лазера-инжектора в полупроводнике и точка его зондирования длинноволновым лазером раздвигаются в пространстве, причем на регулируемое расстояние.

[†] E-mail: ivaleks58@gmail.com

Таблица 1. Характеристики образцов

Тип образца	Номер образца	Описание образцов
I	1, 2, 3	Полированные кремниевые пластины с очищенной поверхностью; толщина 0.75 мм, удельное сопротивление 160 Ом · м
II	4, 5	Полированные кремниевые пластины с очищенной поверхностью; толщина 1.03 мм, удельное сопротивление 150 Ом · м
III	6,7	Полированные кремниевые пластины, покрытые слоем коллодия; толщина 0.6 мм, удельное сопротивление 160 Ом · м

Это позволяет изучить зависимость величины сигнала зондирования от расстояния между точками инжекции и зондирования. Так как сигнал зондирования прямо пропорционален концентрации носителей заряда, тем самым становится известной зависимость этой концентрации от расстояния до точки инжекции зарядов. Эта зависимость определяется длиной диффузии носителей заряда, которая устанавливается путем сравнения опытной и теоретической зависимостей величины сигнала зондирования от расстояния между лучами инжектора и зонда на поверхности.

3. Исследуемые образцы

Образцы для лазерно-интерференционных измерений должны быть достаточно плоскопараллельными. Однако вследствие большой длины волны лазера-зонда (обычно это 3.39 или 10.6 мкм) это требование выполнить не сложно. Удавалось даже проводить лазерно-интерференционные измерения на шлифованных пластинах. Практическим критерием пригодности пластин для таких измерений является их интерференционная контрастность. Она определяется отношением сигналов в интерференционных максимумах и минимумах, наблюдаемых при повороте пластины вокруг оси, перпендикулярной лучу лазера-зонда. Достаточно, чтобы контрастность была большей, чем 1.2.

В данной работе диффузионная длина измерялась на экспериментальных образцах трех типов (I–III), изготовленных из монокристаллического кремния с высоким удельным сопротивлением (150 и 160 Ом · м). Исследования проводились на полированных пластинах, имевших как чистую поверхность, так и поверхность, покрытую слоем коллодия. Пластины с покрытием использовались для проверки возможности применения предлагаемого метода при работе с образцами, поверхность которых защищена слоем диэлектрика. Параметры исследуемых образцов приведены в табл. 1.

4. Экспериментальная установка

Блок-схема экспериментальной установки для реализации предлагаемого метода изображена на рис. 1. Луч

длинноволнового зондирующего лазера 1 попадает на поверхность образца 2 и испытывает в нем многолучевую интерференцию. Прошедший через образец луч зондирующего лазера поступает на фотоприемник 3, измеряющий интенсивность прошедшего через образец зондирующего излучения. Фотоприемник 3 сопряжен с селективным милливольтметром 4.

На образец 2 направляется также луч лазера-инжектора 5. Мощность инжектирующего излучения модулируется при помощи генератора 6. Инжектирующий лазер 5 закреплен на специальной подвижке, позволяющей перемещать его вдоль вертикальной оси (перпендикулярно плоскости рисунка). При этом лучи зондирующего и инжектирующего лазеров раздвигаются на контролируемое расстояние.

Милливольтметром 4 измеряют амплитуду зондирующего сигнала фотоприемника 3 в зависимости от положения инжектора 5. Двухканальный осциллограф 7 служит для визуального контроля сигналов, полученных от генератора 6 и от фотоприемника 4.

В наших экспериментах в качестве источника зондирующего излучения используется гелий-неоновый лазер, имеющий длину волны 3.39 мкм, мощность 6 мВт и обладающий отношением шум/сигнал ($\sim 10^{-3}$ – 10^{-4}). Прошедшее через пластину излучение поступало на фотоприемник ФЭ-724-1, величина сигнала с которого измерялась милливольтметром В6-9.

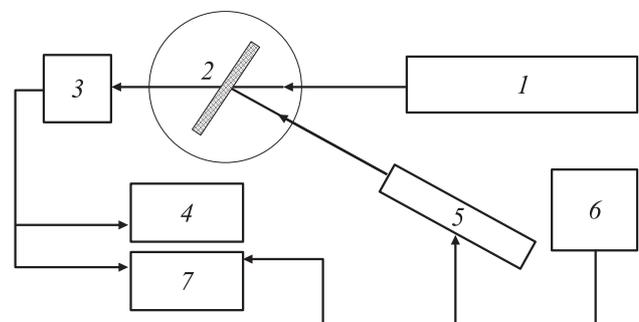


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки для измерения длины диффузии носителей заряда: 1 — источник зондирующего излучения, 2 — исследуемый образец, 3 — фотоприемник, 4 — милливольтметр, 5 — источник инжектирующего излучения, 6 — генератор, 7 — осциллограф.

В качестве инжектирующего лазера в данной работе используется полупроводниковый лазерный модуль KLM-H980-200-5 с коллимированным пучком излучения малой расходимости и дополнительным входом внешней TTL-модуляции. Длина волны излучения этого источника составляет 0,980 мкм, а максимальная мощность 200 мВт. Частота модуляции задавалась генератором VC2002 и составляла от 1300 до 1400 Гц. Для контроля электрических сигналов использовался осциллограф OS-5020G.

Установка позволяет по величине зондирующего сигнала определить локальную концентрацию неравновесных носителей заряда на различных расстояниях от точки их возникновения.

5. Расчет теоретических зависимостей

Для определения диффузионной длины носителей заряда экспериментальную зависимость локальной концентрации неравновесных носителей заряда в зондируемой точке от расстояния между этой точкой и точкой их возникновения необходимо сравнить с такими же зависимостями, рассчитанными теоретически при разных значениях диффузионной длины как параметра, аналогично тому, как это делалось в контактных методах [1,3–5]. Однако в этих работах область генерации имела вид узкой световой полоски и считалось, что распределение неравновесных носителей имеет цилиндрическую симметрию. Так как мы в качестве инжектора использовали лазер, формирующий на поверхности полупроводника световую точку, в нашем случае распределение неравновесных носителей имеет сферическую симметрию, что потребовало вывести формулу для расчета теоретических зависимостей в случае такой симметрии.

Концентрацию носителей заряда в заданной точке образца определяют исходя из уравнения непрерывности для неосновных носителей заряда. В нашем случае распределение зарядов отвечает условию стационарности, так как период модуляционного сигнала инжектирующего лазера значительно превосходит время жизни носителей заряда в образце. Тогда для полупроводника с электронной проводимостью уравнение непрерывности имеет вид

$$D\Delta\delta p - \frac{\delta p}{\tau} = 0 \quad \text{или} \quad \Delta\delta p - \frac{\delta p}{L^2} = 0. \quad (1)$$

Здесь δp — избыточная концентрация дырок, D — коэффициент диффузии, Δ — оператор Лапласа, τ — время жизни носителей заряда, $L = \sqrt{D\tau}$ — диффузионная длина носителей заряда.

Если допустить, что диаметр луча инжектирующего лазера пренебрежимо мал и все инжектирующее излучение полностью поглощается вблизи поверхности образца, то в образце выполняется условие сферической симметрии распределения носителей заряда. Тогда уравнение непрерывности удобно представить в сферической

системе координат в виде

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \delta p}{\partial r} \right) - \frac{\delta p}{L^2} = 0, \quad (2)$$

откуда получим

$$\frac{d^2 \delta p}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\delta p}{dr} - \frac{\delta p}{L^2} = 0. \quad (3)$$

Сделаем замену переменной: $x = r/L$. Тогда уравнение запишется в виде

$$\frac{d^2 \delta p}{dx^2} + \frac{2}{x} \frac{d\delta p}{dx} - \delta p = 0. \quad (4)$$

Сделаем еще одну замену переменной: $z = \delta p \cdot x$, т. е.

$$\delta p = x^{-1/2} z. \quad (5)$$

Продифференцировав выражение (5) и подставив в (4), получим следующее выражение:

$$\frac{d^2 z}{dx^2} x^2 + \frac{dz}{dx} x - \left(x^2 + \frac{1}{4} \right) z = 0. \quad (6)$$

Это уравнение представляет собой модифицированное уравнение Бесселя. Его общее решение записывается в виде

$$z = C_1 I_{1/2}(x) + C_2 K_{1/2}(x). \quad (7)$$

Тогда

$$\delta p = \frac{1}{\sqrt{r/L}} \left[C_1 I_{1/2}(r/L) + C_2 K_{1/2}(r/L) \right]. \quad (8)$$

С учетом граничных условий

$$\delta p(r) = \delta p_0 \frac{1}{\sqrt{r/L}} K_{1/2}(r/L), \quad (9)$$

где $K_{1/2}(r/L)$ — функция Макдональда.

Поскольку при $r \rightarrow 0$ решение (9) стремится к бесконечности, коэффициент δp_0 определяется из граничного условия

$$\delta p(r_0) = \delta p_0 \frac{1}{\sqrt{r_0/L}} K_{1/2}(r_0/L), \quad (10)$$

где r_0 — наименьшее расстояние между точкой генерации носителей заряда и точкой, в которой производятся измерения.

Так как выражение (9), содержащее функцию Макдональда, неудобно для практических расчетов, попробуем упростить его. Экспериментальное измерение концентрации неравновесных носителей в образце лазерно-интерферометрическим методом дает ее среднее значение

ние по толщине образца $\delta p_{av} = (1/d) \int_0^d \delta p dz$, поэтому

$$\begin{aligned} \delta p_{av} &= \frac{1}{d} \int_0^d \delta p_0 \frac{1}{\sqrt{r/L}} K_{1/2}(r_0/L) dz \\ &= \frac{1}{d} \int_0^d \delta p_0 \frac{1}{\sqrt{r/L}} K_{1/2}(\sqrt{R^2 + z^2}/L) dz, \end{aligned} \quad (11)$$

где R — расстояние от луча инжектора до точки, в которой производится измерение концентрации носителей заряда, d — толщина образца.

Однако, если толщина образца мала по сравнению с расстоянием между лучами зондирующего и инжектирующего лазеров, можно считать, что $R \approx r$. При этом необходимо учесть возникающую при измерении величины r систематическую погрешность $\Delta r \approx (1/2)(\sqrt{r^2 + d^2} - r)$.

При $x \gg 1$ функцию Макдональда $K_\nu(x)$ можно аппроксимировать следующим образом:

$$K_{1/2}(x) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{e^{-x}}{\sqrt{x}} \left[1 + O\left(\frac{1}{x}\right) \right]. \quad (12)$$

Если значение r сильно превышает диффузионную длину L , то вместо решения (11) можно использовать более простое выражение

$$\delta p(r) = \delta p_0 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\exp(-r/L)}{r/L}. \quad (13)$$

При этом появится относительная погрешность

$$\frac{\Delta(\delta p)}{\delta p} < \frac{L}{r}. \quad (14)$$

6. Определение диффузионной длины носителей из сравнения опытной и теоретической зависимостей

Определение диффузионной длины по экспериментальным данным производится так же, как и при использовании контактного метода подвижного светового зонда. Экспериментально измеряемое изменение пропускания образца для луча зондирующего лазера пропорционально избыточной концентрации носителей заряда. Поскольку при низких концентрациях неравновесных носителей заряда можно считать $\delta p \approx \delta n$, то изменение пропускания (T) образца пропорционально неравновесной концентрации неосновных носителей заряда: $\Delta T(r) \propto \delta p(r)$. Изменение напряжения $U(r)$, снимаемого с фотоприемника, в свою очередь, пропорционально амплитуде модуляции пропускания образца.

При проведении измерений на каждом из образцов выбирались по 3–4 точки зондирования. Для каждой из таких точек по 4–5 раз снималась зависимость сигнала

Таблица 2. Сравнение значений диффузионной длины, полученных с использованием точного выражения (9) и приближенного выражения (13)

Тип образца	Номер образца	Значение диффузионной длины, мкм	
		с использованием приближенного выражения (13)	с использованием точного выражения (9)
I	1	395 ± 11	397 ± 10
	2	389 ± 20	391 ± 18
	3	396 ± 15	399 ± 12
II	4	390 ± 40	395 ± 38
	5	380 ± 50	383 ± 44
III	6	533 ± 27	535 ± 25
	7	527 ± 31	530 ± 27

фотоприемника при удалении точки генерации от зонда. Затем в полулогарифмическом масштабе строилась экспериментальная зависимость $\ln U(r)$. Совмещая экспериментальную зависимость с одной из теоретически рассчитанных кривых, можно определить диффузионную длину L (табл. 2).

При разработке теоретической модели мы исходили из предположения, что диаметр луча источника инжектирующего излучения пренебрежимо мал, поэтому теоретическая зависимость, рассчитанная данным способом, будет совпадать с экспериментальной лишь при достаточно большом расстоянии между лучом инжектирующего лазера и точкой, в которой производится измерения. При измерении этого расстояния необходимо учитывать и радиус луча зондирующего лазера. Кроме того, в данной модели мы не учитываем рекомбинацию носителей заряда на поверхности образца. В рассматриваемом эксперименте мы определяем некую „эффективную“ диффузионную длину в конкретном образце, которая зависит как от рекомбинационных процессов, происходящих в объеме полупроводника, так и от скорости поверхностной рекомбинации. Вопрос влияния поверхностной рекомбинации на эффективное время жизни и соответственно на эффективную диффузионную длину рассмотрен в работах [11,12,14,15].

Для определения длины диффузии носителей заряда опытную зависимость $\ln U(r)$ сопоставим с расчетными зависимостями, полученными с использованием как точного выражения (9), так и приближенного выражения (13).

Для вычислений по упрощенному варианту прологарифмируем (13), что приводит к следующему результату:

$$\ln\left(\frac{\delta p}{\delta p_0}\right) = -\frac{r}{L} - \ln\left(\frac{r}{L}\right) + \ln\left(\sqrt{\frac{\pi}{2}}\right). \quad (15)$$

Здесь r — расстояние от точки падения на образец луча инжектирующего лазера до точки, в которой

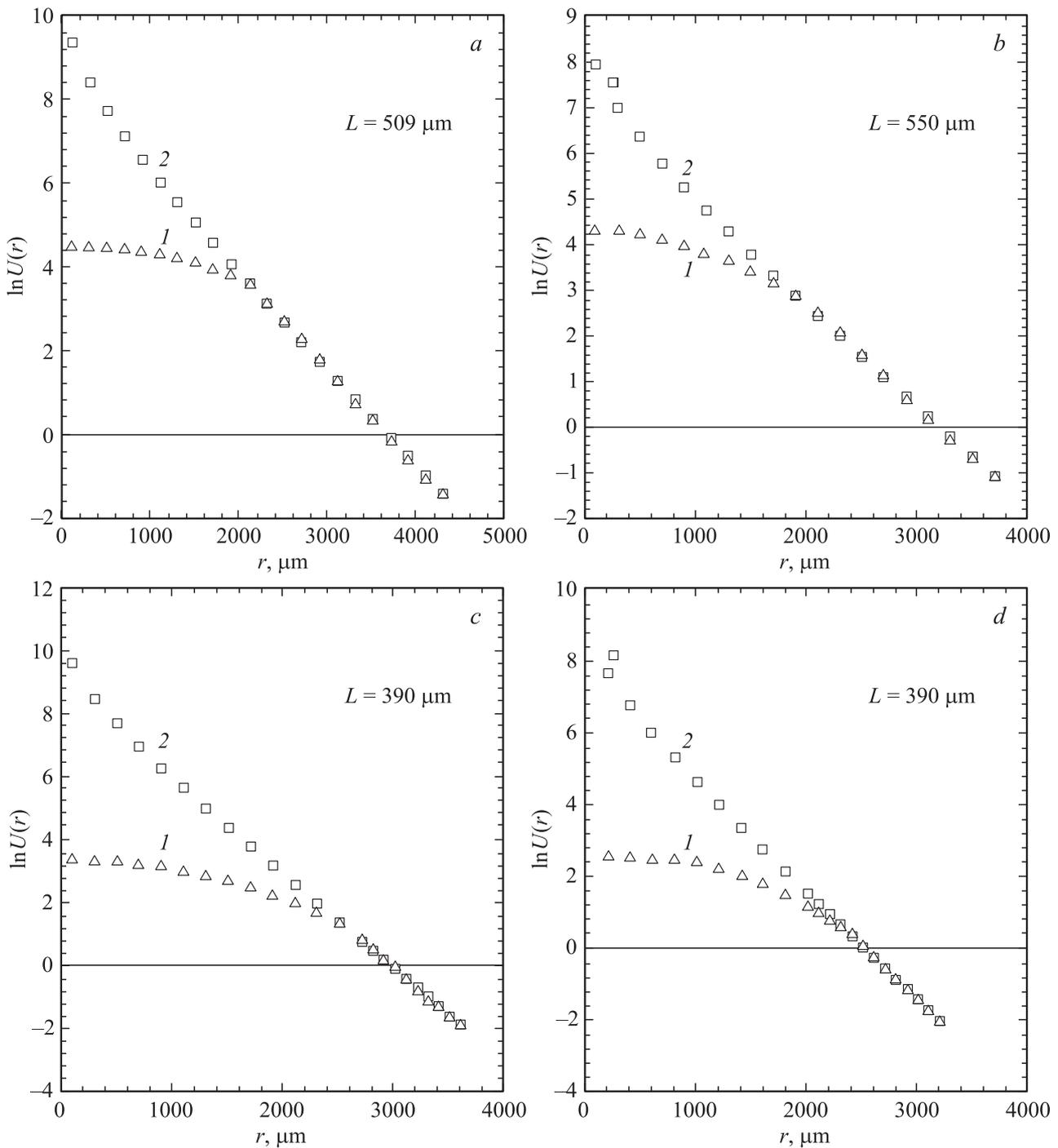


Рис. 2. Совмещение экспериментальных кривых $\ln U(r)$ (1) с расчетными (2). Приведены полученные значения диффузионной длины L . *a, b* — пластинки кремния с поверхностью, покрытой коллодием; *c, d* — пластинки кремния с удельным сопротивлением $160 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ и чистой поверхностью.

производится измерение концентрации неравновесных носителей заряда, L — диффузионная длина неосновных носителей заряда. Сигнал измерительного тракта $U(r)$ пропорционален величине $\delta p / \delta p_0$. В случае совпадения значения L с истинным экспериментальная зависимость $\ln U(r)$ должна быть смещена относительно расчетной по формуле (15) на некоторое постоянное значение.

Поэтому для расчетов использовалось выражение

$$\ln U(r) = -\frac{r}{L} - \ln\left(\frac{r}{L}\right) + C, \quad (16)$$

где C — постоянная величина.

Определение диффузионной длины носителей заряда осуществлялось путем совмещения кривых, чего добива-

лись, подбирая соответствующим образом параметр C . Параметр C выбирался программой вычисления автоматически таким образом, чтобы наиболее удаленная от оси ординат экспериментальная точка совпала с соответствующей точкой теоретической зависимости. Подставляя в выражение (16) различные значения диффузионной длины L , добивались наилучшего согласия теоретической и экспериментальной кривых. Некоторые из полученных результатов приведены на рис. 2.

Определение диффузионной длины при помощи более точного выражения (9) производилось путем совмещения экспериментальной зависимости $\ln U(r)$ с теоретическими кривыми

$$\ln\left(\frac{\delta p(r)}{\delta p_0}\right) = \ln \frac{1}{\sqrt{r/L}} K_{1/2}(r/L),$$

рассчитанными для различных значений диффузионной длины L .

В этом случае теоретическая и экспериментальная кривые хорошо совмещаются в области больших значений r . Их несовпадение в области малых r связано с поперечными размерами луча инжектирующего лазера. При расчетах предполагалось, что радиус луча источника зондирующего излучения пренебрежимо мал.

7. Результаты и их обсуждение

Как следует из данных, приведенных в табл. 2, использование для определения диффузионной длины носителей заряда в полупроводниковых материалах упрощенного выражения (16) приводит к незначительно меньшим (на 2–5 мкм) результатам, т.е. систематическая погрешность, возникающая при использовании (16) вместо (9), составляет < 1%. Она на порядок меньше статистической погрешности, которая находится на уровне 10%, что вполне приемлемо для большинства практических применений.

Результаты для исследуемых образцов одного типа близки друг другу, а для разных типов образцов существенно разнятся. Статистическая погрешность заметно больше у образцов II типа, имеющих большую толщину. Видимо, это связано с большим поглощением зондирующего излучения в „толстых“ образцах, что приводит к росту отношения шум/сигнал в измерительном тракте.

В качестве источника зондирующего излучения можно рекомендовать использовать малошумящий лазер на углекислом газе с длиной волны 10.6 мкм, так как увеличение длины волны зондирующего излучения снижает требование к оптическому качеству образцов — их шероховатости и плоскостности.

Из полученных результатов также следует, что защита поверхности полупроводника пленкой диэлектрика существенно увеличивает диффузионную длину носителей заряда в исследуемых образцах. Очевидно, это происходит вследствие подавления поверхностной рекомбинации.

Вычисления проводились с использованием программы Microsoft Excel при использовании формулы (16) и программы Wolfram Mathematica 6.0 при расчетах по формуле (9).

8. Заключение

В работе показано, что предлагаемый метод является достаточно простым, дает надежные устойчивые результаты. Он может быть использован для измерения диффузионной длины носителей заряда в полупроводниковых материалах, как в научно-исследовательских лабораториях, так и в электронной промышленности. Метод является бесконтактным и неразрушающим, что дает возможность исследовать непосредственно те участки полупроводниковых пластин, на которых будут изготавливаться приборы. Существенным его достоинством является возможность исследования полупроводниковых образцов, покрытых слоем диэлектрика, если последний прозрачен на используемых длинах волн. Это важно при проведении исследований в ходе технологического процесса изготовления полупроводниковых приборов.

Список литературы

- [1] В.В. Багавин, Ю.А. Концевой, Ю.В. Федорович. *Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур* (М., Радио и связь, 1985).
- [2] Т. Мосс, Г. Барелл, Б. Эллис. *Полупроводниковая оптоэлектроника*, пер. с англ. под ред. С.А. Медведева (М., Мир, 1976).
- [3] Л.П. Павлов. *Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов* (М., Высш. шк., 1987).
- [4] Н.Ф. Ковтонюк, Ю.А. Концевой. *Измерение параметров полупроводниковых материалов* (М., Металлургия, 1970).
- [5] П. Блад, Дж.В. Ортон. *Зарубеж. радиоэлектрон.*, **1**, 3 (1981).
- [6] П. Блад, Дж.В. Ортон. *Зарубеж. радиоэлектрон.*, **2**, 3 (1981).
- [7] A. Flat, A.G. Milnes. *Int. J. Electron.*, **44**, 629 (1978).
- [8] Г.П. Пека, С.А. Спектор, Л.Г. Шекель. *ФТП*, **9** (10), 1920 (1975).
- [9] Г.П. Пека, Л.Г. Шекель. *ФТП*, **10** (10), 1911 (1976).
- [10] А.Ф. Кравченко, А.Б. Конаныхин, Б.В. Морозов. *ФТП*, **14** (2), 311 (1980).
- [11] А.Б. Федорцов, Ю.В. Чуркин. *Письма ЖТФ*, **14** (4), 321 (1988).
- [12] В.В. Воронков, А.С. Иванов, К.Ф. Комаровских, Д.Г. Летенко, А.Б. Федорцов, Ю.В. Чуркин. *ЖТФ*, **61** (2), 104 (1991).
- [13] А.Г. Арешкин, Л.Е. Воробьев, А.С. Иванов, К.Ф. Комаровских, Д.Г. Летенко, А.Б. Федорцов, Ю.В. Чуркин. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **56** (12), 121 (1992).
- [14] D.G. Letenko, A.B. Fedortsov, V.N. Savvateyev, Yu.V. Churkin. *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.*, **3** (3), 203 (1993).
- [15] A.B. Fedortsov, D.G. Letenko, Yu.V. Churkin, L.V. Tsentsiper, J. Vedde. *Proc. Electrochem. Soc.*, **96** (13), 481 (1996).

Редактор Л.В. Шаронова

Laser-interferometry method of determination of charge carrier diffusion length in semiconductors

V.V. Manukhov⁺, A.B. Fedortsov^{*}, A.S. Ivanov^{*}

⁺ Saint Petersburg State University,
199034 St. Petersburg, Russia

^{*} Saint Petersburg Mining University,
199106 St. Petersburg, Russia

Abstract A new method of the laser-interferometry measurement of charge carrier diffusion length in a semiconductor is offered. The method is based on the interference–absorption interaction of two laser radiations in a semiconductor. Injector radiation generates extra charge carriers in a semiconductor. It leads to change of optical characteristics of the material and therefore to modulation of the probing radiation passed through the sample. At changing the distance between the injector and probing laser beams the decrease of the of the charge carrier density, which depends on the diffusion length, is registered. The diffusion length is determined by comparing the experimental and theoretical dependences of the modulation signal on the distance between the injector and probing laser beams. The method is successfully tested on the semiconductor samples of different thickness and different surface conditions. The method can be used in the scientific research as well as in the electronic industry.