

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

**Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского
Национальный исследовательский университет**

**Ю. А. Битюрин
С. В. Оболенский
А.С. Мельников
Н. В. Демарина
Е. В. Волкова
А.С. Пузанов**

**ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ
И ДИФФУЗИОННОЙ ДЛИНЫ
НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

Практикум

Рекомендовано методической комиссией радиофизического факультета
для студентов ННГУ, обучающихся по направлениям подготовки
011800 «Радиофизика и электроника»
010400 «Информационные технологии»
654700 «Информационная безопасность телекоммуникационных систем»

Нижний Новгород,
2011

УДК 53.082, 538.95
ББК 32.85
И-37

И-37 Битюрин Ю. А. , Оболенский С. В. , Мельников А. С., Демарина Н. В., Волкова Е. В. , Пузанов А. С. ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ И ДИФФУЗИОННОЙ ДЛИНЫ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ: Практикум. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2011. – 22 с.

Рецензент: доктор физико-математических наук **В. К. Киселев**

В пособии представлены элементы зонной теории твердых тел и неравновесных процессов в полупроводниковых структурах. Подробно изложена методика измерения времени жизни и диффузионной длины неосновных носителей заряда в полупроводниках.

Практикум предназначен для студентов дневного и вечернего отделений радиофизического факультета ННГУ в качестве пособия при подготовке и проведении лабораторных работ по курсам «Физика полупроводников и полупроводниковых приборов», «Физика твердого тела и твердотельная электроника».

Ответственный за выпуск:
председатель методической комиссии радиофизического факультета ННГУ,
д.ф.-м.н., профессор **В.Н. Мануилов**

УДК 53.082, 538.95
ББК 32.85

© Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского, 2011

ВВЕДЕНИЕ

Одна из особенностей полупроводниковых кристаллов состоит в том, что концентрация свободных носителей заряда в них сильно меняется при внешних воздействиях. Такое изменение обусловлено разрывом валентных связей кристаллической решетки полупроводника (рисунок 1).

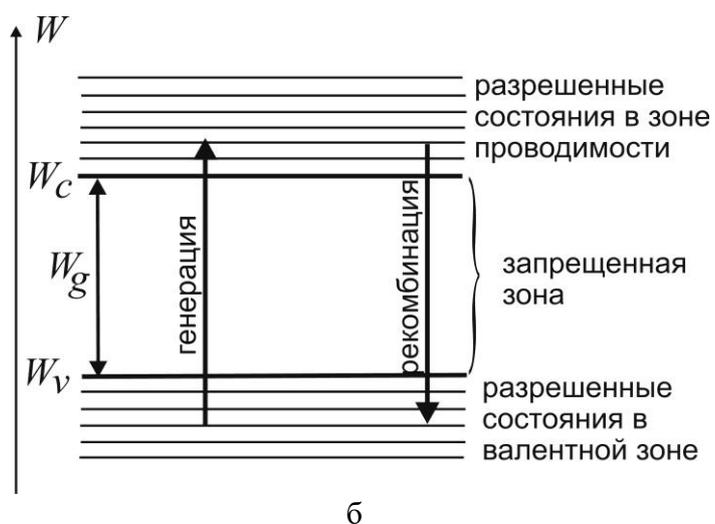
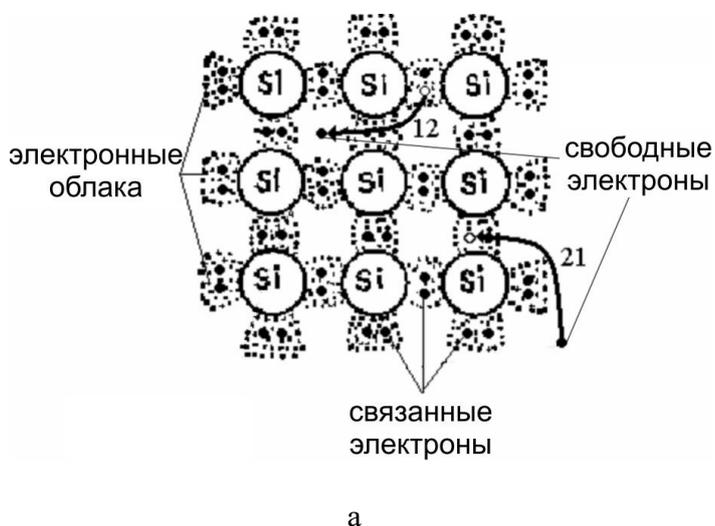


Рисунок 1. Схематическое изображение кристаллической решетки кремния (а) и его зонная диаграмма (б). Стрелками указаны переходы электронов при процессах тепловой генерации из состояния 1 в состояние 2 (обозначение: $1 \rightarrow 2$) и обратный процесс рекомбинации ($2 \rightarrow 1$) электронов и дырок в кристаллической решетке (а) и на зонной диаграмме (б). W_c — энергия дна зоны проводимости; W_v — энергия потолка валентной зоны; $W_g = W_c - W_v$ — ширина запрещенной зоны.

Напомним, что под запрещенной зоной понимается диапазон энергий, в котором отсутствуют квантовые состояния (энергетические уровни), поэтому в идеальном (бездефектном) кристалле ни при каких условиях электроны в этой зоне находиться не могут. Разрешенные состояния в валентной зоне и зоне проводимости возникают при объединении атомов в кристаллическую решетку, когда взаимодействие электронных оболочек приводит к расщеплению отдельных энергетических уровней дискретных атомов в энергетические зоны, характерные для кристаллической решетки. Разрешенные энергетические уровни в запрещенной зоне появляются только при наличии дефектов в полупроводнике

Явление перехода электрона из связанного состояния в валентной зоне в зону проводимости с разрывом валентной связи называется *межзонной (биполярной) генерацией*. В процессе генерации образуется электрон в зоне проводимости и оборванная валентная связь — дырка в валентной зоне. Обратный процесс перехода электрона в валентную зону с восстановлением валентной связи называют *межзонной (биполярной) рекомбинацией*.

Напомним, что если замкнутая макроскопическая система находится в таком состоянии, в котором для любой ее части, являющейся самой по себе макроскопическим телом, макроскопические величины с большой относитель-

ной точностью равны своим средним значениям, то система находится в состоянии *термодинамического равновесия* [1]. Даже в условиях равновесного состояния при отличных от абсолютного нуля температурах в полупроводнике непрерывно происходит процесс теплового возбуждения электронов из валентной зоны в зону проводимости. Этот процесс уравнивается рекомбинацией электронов из зоны проводимости и дырок из валентной зоны. В итоге в полупроводнике имеется некоторая постоянная концентрация свободных носителей заряда (n_0, p_0), называемая *равновесной концентрацией*.

Если в полупроводнике есть дефекты (например, вакансии, атомы примеси, комплексы точечных дефектов и т.д.), то в запрещенной зоне возникают разрешенные энергетические уровни для электронов. Явление перехода электрона (дырки) с энергетического уровня в запрещенной зоне в зону проводимости (в валентную зону) называется *примесной (монополярной) генерацией*. В процессе такой генерации образуется электрон и положительно заряженный дефект или дырка и отрицательно заряженный дефект. Обратный процесс перехода электрона на уровень в запрещенной зоне называют *монополярной рекомбинацией*. Очевидно, что при монополярной генерации/рекомбинации, как и в биполярном случае, в условиях термодинамического равновесия в полупроводнике будет некоторая равновесная концентрация свободных носителей заряда.

При наличии внешних воздействий на полупроводник к тепловым переходам электронов добавляются переходы нетепловой природы. Таким образом, в кристалле появляются избыточные носители заряда, т.е. концентрация свободных носителей растет. При этом частота обратных (рекомбинационных) переходов тоже увеличивается. Состояние полупроводника в этом случае является термодинамически неравновесным [2].

Переходы из валентной зоны в зону проводимости (или с уровня в запрещенной зоне на уровень в разрешенной) могут происходить, например, при облучении светом, при воздействии горячих носителей полупроводника (разогнанных сильным электрическим полем) и др. Вообще говоря, электроны могут перейти в зону проводимости и из более глубоко лежащих зон – для этого носителям необходимо сообщить большую энергию. Так происходит, например, при облучении полупроводника квантами электромагнитного излучения высоких энергий и при воздействии высокоэнергетических заряженных и незаряженных частиц (например, в космосе). Кроме того, появление избыточных носителей в полупроводнике может происходить не только при генерации, но и при инжекции неосновных носителей заряда через барьер p-n перехода, контакта металл-полупроводник и гетероструктурах.

Одними из основных характеристик неравновесного электронно-дырочного газа являются время жизни и диффузионная длина неосновных носителей заряда. Изучению экспериментальных методов определения этих величин посвящена данная лабораторная работа. В первой части данного пособия приведены основы теории процессов генерации и рекомбинации в полупроводниках, а во второй – описание эксперимента.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

1.1. Уравнения непрерывности

Уравнение непрерывности описывает процесс изменения объемной плотности заряда ρ в полупроводниковых структурах за счет перемещения электронов и дырок в пространстве, характеризующегося плотностью тока \vec{j} :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{j}. \quad (1)$$

Уравнение (1) отражает закон сохранения заряда: в замкнутом объеме полупроводника полный заряд может измениться только за счет втекания или вытекания его носителей (электронов и дырок) через поверхность этого объема. Следует отметить, что кроме подвижных носителей в полупроводнике имеются неподвижные заряженные объекты – ионизованные атомы примеси, т.е. ионы доноров и акцепторов, а также заряженные дефекты кристаллической решетки. Важно, что в уравнении (1) речь идет обо всех имеющихся зарядах, но мы в данной работе будем интересоваться поведением только подвижных носителей.

Изменение заряда электронов и дырок удобно анализировать по отдельности. Тогда для электронной составляющей $\rho = -en$, где n – концентрация электронов, а для дырочной: $\rho = +ep$, где p – концентрация дырок. Однако, подставить выражения такого вида в (1) не достаточно. Как отмечалось во введении, концентрации электронов n и дырок p зависят от внешних воздействий и в общем случае непостоянны. Поясним это на простых примерах. Пусть происходит акт межзонной генерации. В этом случае электрон из валентной зоны переходит в зону проводимости, т.е. рождается пара носителей заряда: электрон и дырка. Суммарный заряд при этом не меняется, поскольку заряды носителей противоположны по знаку и одинаковы по величине. А вот концентрации носителей (как электронов, так и дырок) увеличиваются. В случае примесной (монополярной) генерации, электрон (или дырка) переходит с уровня в запрещенной зоне на уровень в разрешенной зоне; при этом образуются ион примеси и свободный носитель заряда. В такой ситуации суммарный заряд снова не меняется, а концентрация электронов (или дырок) растет. Таким образом, если мы хотим записать уравнения для изменения во времени отдельно концентраций электронов и дырок, то мы должны добавить слагаемые, отвечающие за генерацию и рекомбинацию электроно-дырочных пар:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_n + G_n - R_n, \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_p + G_p - R_p. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь G_n и G_p – скорости генерации электронов и дырок в единице объема, т.е. количество носителей, создаваемых в единице объема полупроводника в еди-

ницу времени за счет внешних воздействий; R_n и R_p – скорости рекомбинации электронов и дырок, т.е. количество носителей, исчезающих в единице объема полупроводника в единицу времени. Генерационный и рекомбинационный члены входят в соотношения (2) с разными знаками, т.к. процесс генерации увеличивает концентрацию носителей заряда, а процесс рекомбинации ее уменьшает. Отметим, что в уравнениях непрерывности (2) скорости генерации и рекомбинации как для электронов, так и для дырок, вообще говоря, включают в себя равновесные тепловые составляющие (слагаемые) G_0 , и R_0 . Но поскольку они компенсируют друг друга ($G_0 = R_0$), то здесь и далее, как принято в литературе, мы считаем, что G – это скорость генерации только избыточных носителей (появляющихся за счет воздействий нетепловой природы), а R – скорость их рекомбинации. Таким образом, в состоянии термодинамического равновесия $G = R = 0$ ($\text{см}^{-3}\text{с}^{-1}$).

Чтобы решить уравнения (2), необходимо в явном виде найти выражения для скоростей генерации и рекомбинации. Но сначала мы подробнее рассмотрим основные механизмы генерации и рекомбинации в полупроводниках.

1.2. Процессы генерации и рекомбинации неравновесных носителей в полупроводниках

1.2.1. Генерация и рекомбинация

в прямозонных и непрямозонных полупроводниках

В процессах генерации и рекомбинации электронно-дырочных пар выполняются фундаментальные физические законы – законы сохранения энергии и квазиимпульса электронов. Рассмотрим процессы, указанные на рисунке 1 во введении. Из закона сохранения энергии следует, что в процессе рекомбинации электрон выделяет избыточную энергию при переходе в валентную зону и восстановлении связанного состояния (валентной связи). Напротив, в процессе генерации электрон поглощает энергию извне, что ведет к разрыву валентной связи и переходу электрона в зону проводимости. Как в том, так и в другом случае энергия может переноситься квантом света, т.е. фотоном, или квантом колебаний кристаллической решетки полупроводника – фононом.

В прямозонных полупроводниках вершина валентной зоны и дно зоны проводимости находятся в одной точке зоны Бриллюэна (рисунок 2б), т.е. имеют одну и ту же координату по оси абсцисс (один и тот же волновой вектор, а следовательно, один и тот же квазиимпульс $\vec{p} = \hbar\vec{k}$). Поэтому при переходе электрона его квазиимпульс почти не меняется. Значительное изменение энергии (порядка ширины запрещенной зоны, т.е. ~ 1 эВ) при очень малом изменении квазиимпульса возможно при испускании или поглощении кванта электро-

магнитного излучения, у которого импульс мал по величине¹.

Напротив, в непрямозонных полупроводниках (рисунок 2а) вершина валентной зоны и дно зоны проводимости находятся в разных точках зоны Бриллюэна. Поэтому квазиимпульс электрона сильно изменяется при межзональном переходе. Как уже упоминалось, фотон не способен принести или унести такой большой импульс, поэтому для реализации перехода необходимо участие массивных частиц. Чаще всего происходит испускание или поглощение оптических фононов, у которых квазиимпульс велик из-за большой массы атомов полупроводника, совершающих тепловые колебания. При рекомбинации переход, реализуемый только с участием фононов, называют *безызлучательным*. В итоге происходит нагрев решетки, а кванты света не излучаются.

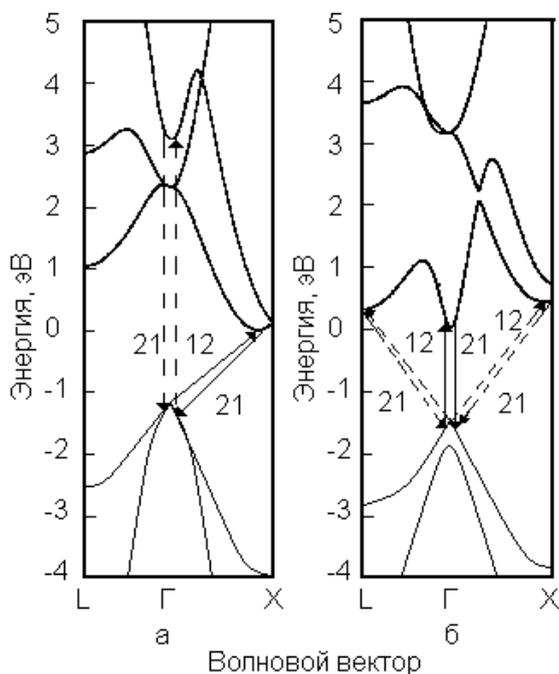


Рисунок 2. Зонные диаграммы Si (а) и GaAs (б). Стрелками отмечены процессы генерации (1→2) и рекомбинации (2→1) в непрямозонных (а) и прямозонных (б) полупроводниках. Сплошными стрелками отмечены наиболее вероятные процессы генерации и рекомбинации, пунктиром – маловероятные. Последнее объясняется тем, что основная часть электронов и дырок имеет энергии порядка тепловых (0.037 эВ), т.е. сосредоточена около дна зоны проводимости или потолка валентной зоны. Поэтому процесс рекомбинации дырки с электроном из верхней долины маловероятен (там просто нет электронов). Если же электроны разогнать, например, в электрическом поле так, что они попадут в верхние долины, тогда рекомбинация становится возможной. Процесс же генерации электрона в верхнюю долину зоны проводимости возможен при воздействии высокоэнергичных квантов, например, ультрафиолетового диапазона

Заметим, что одновременно изменение, как энергии, так и квазиимпульса электрона при межзональном переходе происходит и при оже-рекомбинации, когда избыточная энергия и квазиимпульс передаются другому электрону или дырке. Обратным к оже-рекомбинации процессом является ударная ионизация атомов полупроводника.

Прохождение оптического излучения, распространяющегося вдоль оси x в полупроводнике, характеризуется *коэффициентом поглощения* α (см^{-1}), опреде-

¹ Характерные длины волн видимого оптического излучения составляют 0.4...0.8 мкм, а ближнего инфракрасного излучения 0.8...2 мкм в то время как длина волны электрона проводимости ~ 10 нм. Импульс и длина волны связаны соотношением $p = \hbar k = \hbar \frac{2\pi}{\lambda}$, из чего получаем, что импульс фотона на 3 порядка меньше импульса электрона. Разгоняясь в электрическом поле, электрон может увеличить свою энергию и, соответственно, уменьшить длину волны до величин в несколько нанометров. В этом случае различие в длинах волн электронов и фотонов будет еще больше.

ляющим долю интенсивности излучения, которая поглощается в слое толщиной dx : $dI(x) = -\alpha \cdot I \cdot dx$. При небольших интенсивностях облучения $\alpha = const$. Тогда

$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha x}, \quad (3)$$

где I_0 – интенсивность входящего пучка.

На рисунке 3 приведены экспериментальные зависимости коэффициента поглощения от энергии фотонов в Ge, Si и GaAs. Из рисунка видно, что α становится заметно больше нуля, когда энергия квантов превышает ширину запрещенной зоны. Эту границу ($h\nu = W_g$) называют *краем фундаментального поглощения* или *красной границей фотоэффекта*. Обратите внимание, что у непрямозонных Si и Ge вблизи границы фотоэффекта коэффициент поглощения мал, поскольку определяется маловероятными непрямыми переходами. С увеличением энергии фотонов становятся возможны переходы непосредственно в верхние долины, поэтому коэффициент поглощения растет. У прямозонного GaAs наблюдается резкий рост коэффициента поглощения практически сразу при переходе через границу фотоэффекта.

Наблюдаемое при изменении температуры смещение кривых в сторону высоких энергий обычно связывают с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны.

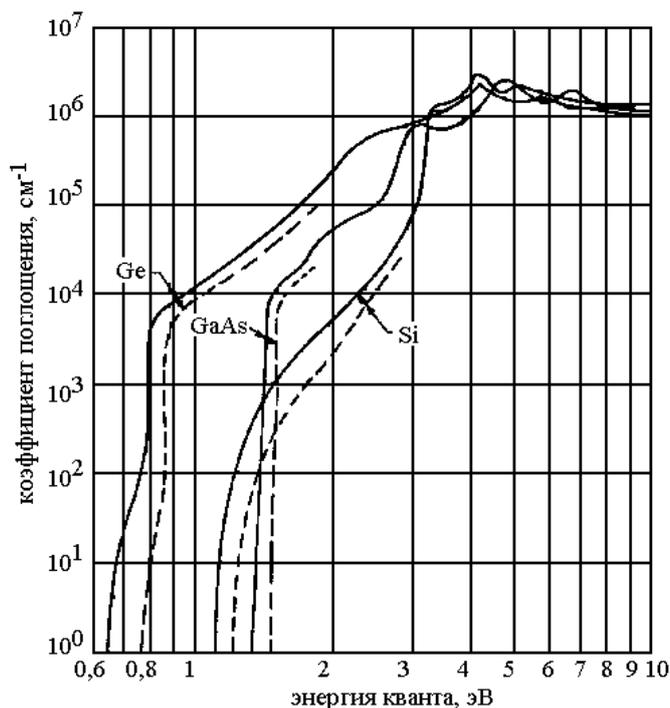


Рисунок 3. Экспериментальные спектры оптического поглощения в чистых кристаллах Ge, Si и GaAs. Сплошной линией показан коэффициент поглощения при $T = 300$ К, пунктиром – при $T = 77$ К. Уменьшение коэффициента поглощения связано с изменением ширины запрещенной зоны полупроводника при охлаждении [3]

Ход зависимости коэффициента поглощения излучения от энергии квантов определяется, главным образом, шириной запрещенной зоны и типом перехода. Существенные отличия этих зависимостей для различных материалов позволяют создавать фотодетекторы, чувствительные к определенным областям спектра падающего электромагнитного излучения. Поэтому в задачах детектирования излучения используются как прямозонные, так и непрямозонные полупроводники с различной шириной запрещенной зоны. В этом проявляется ос-

новное отличие от задачи излучения света, для решения которой применяются в основном прямозонные полупроводники.²

1.2.2. Рекомбинация через примесные центры

Рассмотренная выше рекомбинация типа «зона-зона» характерна лишь для высококачественных полупроводниковых кристаллов и материалов с узкой запрещенной зоной (≤ 0.3 эВ). Если в полупроводнике есть дефекты (например, вакансии, атомы примеси, комплексы точечных дефектов и т.д.), то в запрещенной зоне возникают разрешенные энергетические уровни, на которые могут переходить как электроны, так и дырки (рисунок 4). При наличии дополнительных дискретных уровней в запрещенной зоне процессы генерации и рекомбинации протекают преимущественно с их участием: по сравнению с переходом «зона-зона» для переходов «зона-уровень» требуется меньшая энергия, что обуславливает большую вероятность таких переходов. Положение уровня в запрещенной зоне также влияет на скорость рекомбинации. Если уровень расположен вблизи середины запрещенной зоны полупроводника (так называемый *глубокий уровень*), то вероятность попадания на него как электрона, так и дырки примерно одинакова. Напротив, если уровень расположен вблизи валентной зоны или зоны проводимости (*мелкий уровень*), то вероятности попадания на такой уровень носителей разных знаков существенно различны.

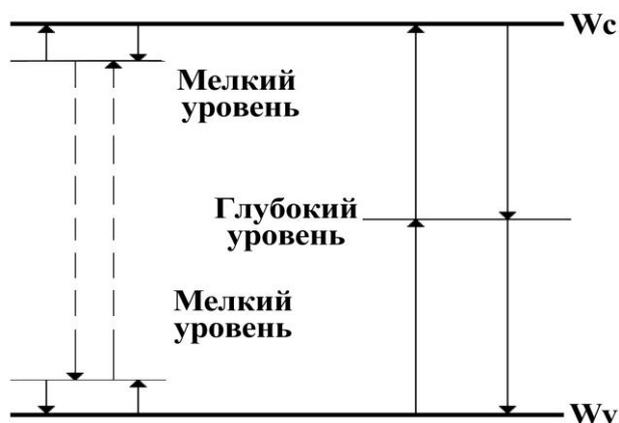


Рисунок 4. Рекомбинационные процессы в полупроводнике с мелкими и глубоким уровнями. Пунктиром показан маловероятный процесс рекомбинации через мелкие уровни

Рекомбинационные процессы при наличии глубокого уровня протекают в две стадии: сначала на глубокий уровень захватывается носитель одного знака, а затем другого. Мелкие уровни не оказывают существенного влияния на скорость рекомбинации, так как в этом случае она будет определяться меньшей из вероятностей попадания носителей на уровень. При наличии одного глубокого

² В случае использования непрямозонных полупроводников для излучения света в них необходимо реализовать прямой переход, не связанный с межзонным. Например, такой переход может быть реализован между различными уровнями атомов редкоземельных материалов, которые специально встраивают в решетку кремния для формирования светоизлучающих центров.

уровня скорость рекомбинации может быть описана на основе теории Шокли-Рида-Холла:

$$R(n, p) = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} (pn - n_0 p_0) N_t}{\sigma_n \left(n + \sqrt{n_0 p_0} \exp\left(\frac{W_t - W_{Fi}}{kT}\right) \right) + \sigma_p \left(p + \sqrt{n_0 p_0} \exp\left(-\frac{W_t - W_{Fi}}{kT}\right) \right)}, \quad (4)$$

где σ_n и σ_p – сечения захвата электрона и дырки, $v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}}$ – тепловая скорость носителей, N_t – концентрация ловушек, W_t – уровень ловушек, $W_{Fi} = \frac{W_c + W_v}{2} + \frac{3kT}{4} \ln\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right)$ – уровень Ферми в собственном полупроводнике, k – постоянная Больцмана, T – температура полупроводника, m_p^* , m_n^* – эффективные массы дырок и электронов, p и n – концентрации неравновесных дырок и электронов в полупроводнике, p_0 и n_0 – концентрации равновесных носителей заряда.

Произведение сечения захвата носителей заряда, их средней скорости и концентрации представляет собой количество носителей, захватываемых на рекомбинационный уровень в единицу времени. Экспоненты в знаменателе определяют зависимость скорости рекомбинации от положения рекомбинационного уровня в запрещенной зоне полупроводника. Как и следовало ожидать из физических соображений, рассмотренных выше, скорость рекомбинации в равновесном состоянии равна нулю.

Скорость рекомбинации максимальна в том случае, когда рекомбинационный уровень расположен вблизи середины запрещенной зоны ($W_t \approx W_{Fi}$). Поэтому *глубокие уровни будут наиболее эффективными рекомбинационными центрами*. Примеси и дефекты, создающие в запрещенной зоне энергетические уровни, расположенные ближе к ее середине и способные поочередно захватывать носители заряда разных знаков, называют *рекомбинационными ловушками*.

Отметим, что поверхность кристалла полупроводника является нарушением периодичности расположения атомов кристаллической решетки полупроводника, т.е. дефектом кристаллической решетки. Поэтому вблизи поверхности кристалла должны существовать локальные энергетические уровни в запрещенной зоне, обуславливающие высокую скорость поверхностной рекомбинации носителей заряда.

1.2.3. Приближение «времени жизни»

При малых уровнях инжекции часто используют приближение «времени жизни», основанное на разложении $R(n, p)$ в ряд Тейлора в линейном приближении:

$$R(n, p) = \left(\frac{\partial R}{\partial n} \right)_{\substack{n=n_0 \\ p=p_0}} \delta n + \left(\frac{\partial R}{\partial p} \right)_{\substack{n=n_0 \\ p=p_0}} \delta p, \quad (5)$$

где $\delta n = n - n_0$, $\delta p = p - p_0$. как упоминалось выше, $R(n_0, p_0) = 0$, поэтому в (5) этот член отсутствует.

Введем формально $\tau_n = \left(\frac{\partial R}{\partial n} \right)_{\substack{n=n_0 \\ p=p_0}}^{-1}$ и $\tau_p = \left(\frac{\partial R}{\partial p} \right)_{\substack{n=n_0 \\ p=p_0}}^{-1}$ - величины, имеющие

размерность времени и характеризующие скорость рекомбинации, а следовательно, протяженность интервала существования неравновесных носителей заряда от момента генерации до их рекомбинации.

Рассмотрим следующую ситуацию. Пусть имеется полупроводник n-типа, в котором уровень Ферми проходит выше уровня ловушек, так что все ловушки заполнены и $n \gg \sqrt{n_0 p_0} \cdot \exp\left(\frac{W_t - W_{Fi}}{kT}\right)$. Тогда при малом уровне возбуждения

($\delta n, \delta p \ll n_0$) выражение (4) с учетом (5) примет вид $R \approx \frac{\delta p}{\tau_p}$. Т.е. скорость ре-

комбинации неравновесных носителей будет в этом случае определяться величиной τ_p , которую называют *временем жизни дырок*, т.е. неосновных носителей заряда. Аналогично, в полупроводнике р-типа скорость рекомбинации неравновесных носителей будет определяться *временем жизни электронов* τ_n : $R \approx \frac{\delta n}{\tau_n}$.

С учетом вышесказанного уравнения непрерывности (2) можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_n + G_n - \frac{n - n_0}{\tau_n}, \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_p + G_p - \frac{p - p_0}{\tau_p}. \end{aligned} \quad (6)$$

1.2.4. Коэффициент генерации при воздействии ионизирующего излучения

Часто генерация электронно-дырочных пар в полупроводниковой структуре связана с поглощением излучения. При этом скорость генерации можно записать в виде

$$G(x) = \eta \cdot \alpha \cdot I_0 \cdot e^{-\alpha x}, \quad (7)$$

где x – координата, отсчитываемая вглубь образца, η – квантовый выход (количество электронно-дырочных пар, генерируемых при поглощении одного фотона), I_0 – плотность падающего на полупроводник потока фотонов, имеющих энергию $h\nu \geq W_g$, α – коэффициент поглощения. В формуле (7) учтено уменьше-

ние интенсивности излучения (3) при поглощении в среде, однако, для образцов, толщина которых много меньше $1/\alpha$, генерацию можно считать однородной.

1.2.5. Коэффициент генерации при ударной ионизации

Генерация носителей в полупроводнике может происходить не только при облучении материала квантами электромагнитного излучения и быстрыми частицами, но и при ионизации атомов полупроводника горячими электронами, разогнанными во внешнем электрическом поле. Сразу оговоримся, что в данной лабораторной работе ударная ионизация атомов не наблюдается, но для сравнения мы приведем коэффициент генерации и для этого случая.

Когда к полупроводниковому кристаллу приложено такое большое напряжение, что в некоторой области полупроводниковой структуры напряженность электрического поля имеет величину $10^5 \dots 10^6$ В/см, в этой области развивается лавинный пробой. В этом случае коэффициент генерации водят как

$$G = \alpha_n n v_n + \alpha_p p v_p, \quad (8)$$

где α_n и α_p – коэффициенты ударной ионизации для электронов и дырок, определяемые как число электронно-дырочных пар, генерируемых носителем заряда на единице пути траектории. Численные значения коэффициента ударной ионизации в зависимости от величины напряженности электрического поля приведены на рисунке 4.

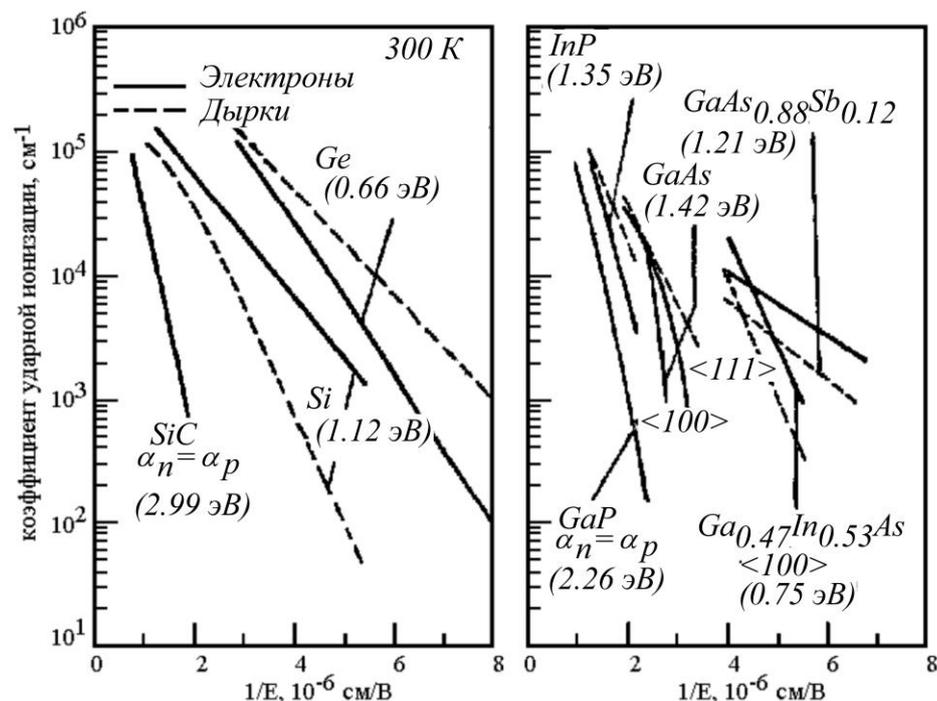


Рисунок 4. Полевая зависимость коэффициентов ударной ионизации при $T = 300$ К в Ge, Si, GaAs и некоторых других полупроводниковых соединениях [3]

1.3. Примеры применения уравнений непрерывности

1.3.1. Релаксация фотовозбужденных носителей.

Физический смысл «времени жизни»

Рассмотрим тонкий образец n-типа, освещаемый так, что свет генерирует электронно-дырочные пары равномерно по его объему (рисунок 5а). В отсутствие внешнего электрического поля и градиента концентрации дырок (образец освещается равномерно по всему объему) уравнение (6) для неосновных носителей – дырок – имеет вид:

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}, \quad (9)$$

где p_n – концентрация дырок в n-полупроводнике.

В стационарных условиях $\frac{\partial p_n}{\partial t} = 0$ и

$$p_n = p_{n0} + \tau_p G = const. \quad (10)$$

Пусть в момент времени $t=0$ освещение выключается. В последующие моменты времени $t > 0$ концентрация определяется уравнением

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}, \quad (11)$$

которое нужно решать с начальным условием (10). Это решение

$$p_n = p_{n0} + \tau_p G e^{-\frac{t}{\tau_p}} \quad (12)$$

показано на рисунке 5б.

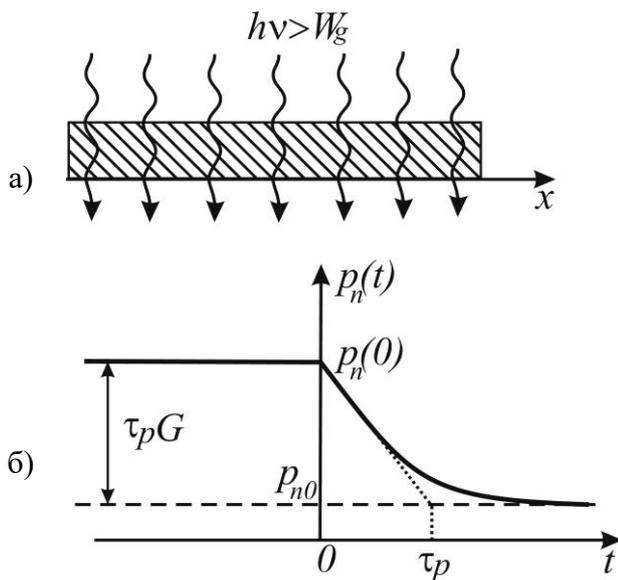


Рисунок 5. Релаксация фотовозбужденных носителей. а) – образец n-типа при постоянном освещении; б) – зависимость концентрации неосновных носителей (дырок) от времени при выключении света в момент $t = 0$. На графике отмечено *время жизни* – *характерное время изменения концентрации неосновных носителей заряда*

! Подведем итог: при внешнем воздействии происходит генерация избыточных носителей заряда; после выключения генерации система возвращается в равновесное состояние. Время, за которое избыточная концентрация носителей заряда, т.е. концентрация неравновесных электронов и дырок, спадает в e раз, называется *временем жизни*.

1.3.2. Стационарная инжекция с одной стороны образца. Диффузионная длина

Пусть избыточные носители инжектируются с одной стороны образца (рисунок 6а), например, при освещении коротковолновым светом, который генерирует электронно-дырочные пары в тонком приповерхностном слое. Например, для фотонов с энергией 3,5 эВ коэффициент поглощения 10^6 см^{-1} , то есть интенсивность такого излучения ослабляется в e раз в приповерхностном слое толщиной 10 нм, где, в основном, и генерируются избыточные носители заряда.

В стационарных условиях ($\frac{\partial p_n}{\partial t} = 0$) поверхностная генерация приводит к появлению градиента концентрации неосновных носителей в приповерхностной области образца. При этом уравнение (6) для неосновных носителей – дырок приобретает вид

$$\frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x} + \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} = 0. \quad (13)$$

Поскольку отсутствует электрическое поле, то дырки перемещаются только за счет разности концентраций и существует только диффузионный ток. Он равен

$$j_p = -eD_p \frac{\partial p_n}{\partial x}, \quad (14)$$

где D_p – коэффициент диффузии дырок.

Подставляя (14) в (13), получим уравнение для концентрации неосновных носителей заряда

$$D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} = 0 \quad (15)$$

с граничными условиями $p_n(x=0) = p_n(0)$ и $p_n(x \rightarrow \infty) = p_{n0}$. Его решение имеет вид (рисунок 6б)

$$p_n(x) = p_{n0} + (p_n(0) - p_{n0}) e^{-\frac{x}{L_p}}, \quad (16)$$

где $L_p \equiv \sqrt{D_p \tau_p}$. Эту величину называют *диффузионной длиной* неосновных носителей заряда.

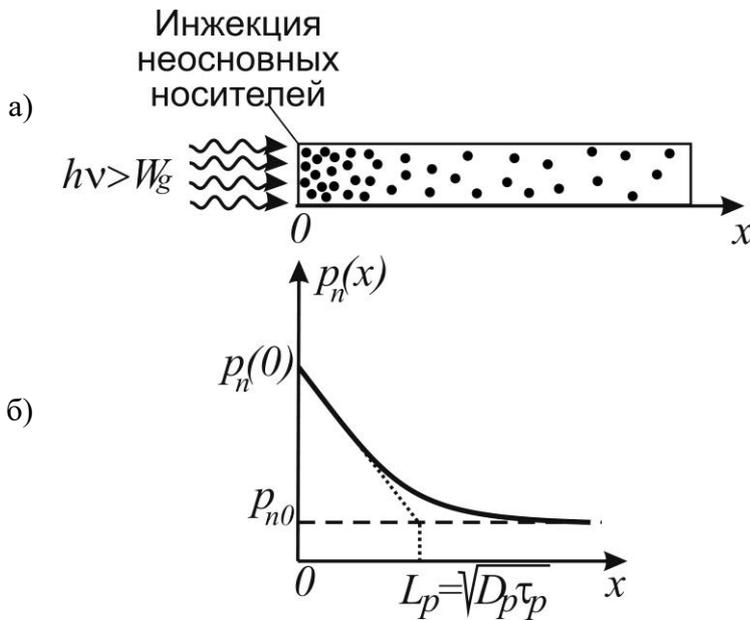


Рисунок 6. Стационарная инжекция с одной стороны образца. а) – образец p-типа при инжекции носителей заряда с торца; б) – зависимость концентрации неосновных носителей (дырок) от расстояния при стационарной инжекции на торце ($x = 0$). На графике отмечена диффузионная длина – характерное расстояние, на которое, диффундируя в объем полупроводника, в среднем перемещаются избыточные неосновные носители заряда за время своей жизни

Подведем итог: вследствие инжекции неосновных носителей заряда в полупроводник возрастает их концентрация в приповерхностной области, что ведет к возникновению диффузии вглубь образца. Диффундируя, неосновные носители встречаются с основными и рекомбинируют. Диффузионная длина представляет собой расстояние, на котором избыточная концентрация носителей заряда, т.е. концентрация неравновесных электронов и дырок, спадает в e раз.

При помощи возбуждения светом и/или инжекции неосновных носителей заряда в полупроводник с помощью инжектирующих металлических контактов (или иным способом) можно также определить дрейфовую подвижность, коэффициент диффузии и другие параметры переноса. Примеры применения основных уравнений для решения данных задач можно найти в монографиях, приведенных в списке литературы.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Как показано в предыдущем разделе, для измерения времени жизни и диффузионной длины неосновных носителей заряда необходимо создать неравновесное состояние электронно-дырочного газа в полупроводниковом кристалле. Сделать это проще всего при помощи облучения светом или посредством инжекции носители через контакты.

2.1. Метод измерения времени жизни неосновных носителей заряда

Для определения времени жизни используется метод модуляции проводимости, т.е. явления модуляции сопротивления области полупроводника вблизи точечного контакта металла с полупроводником при введении неосновных носителей из металла в полупроводник. Напомним, что на границе раздела металл-полупроводник существует энергетический барьер (*барьер Шоттки*), величина которого равна разности работ выхода из металла и полупроводника. Носители вводятся в образец полупроводника через точечный контакт металл-полупроводник при помощи импульса тока, при этом они преодолевают энергетический барьер. Спустя некоторое время Δt (время задержки), в течение которого происходят рекомбинация и диффузия носителей, введенных первым импульсом, прикладывается второй импульс, играющий роль измерительного. Падение напряжения на области полупроводника, примыкающей к точечному контакту, наблюдается с помощью осциллографа по разности амплитуд импульсов.

На рисунке 7 показаны два импульса постоянного тока, поданных на образец в различные моменты времени, определяемые временем задержки второго импульса относительно первого. Уменьшение сопротивления, происходящее при введении носителей, приводит к уменьшению падения напряжения на точечном контакте. Так как ток через образец с помощью специальной радиотехнической схемы удерживается постоянным (рисунок 7а), то форма импульса напряжения, согласно закону Ома, пропорциональна изменению сопротивления образца от времени. Уменьшение сопротивления образца обусловлено возрастанием концентрации носителей из-за их инжекции из металлического контакта. После прекращения первого импульса тока число неравновесных носителей постепенно уменьшается в результате рекомбинации, поэтому сопротивление области полупроводника вблизи точечного контакта начинает возвращаться к исходной величине, увеличиваясь со временем. При этом изменение сопротивления следует за изменением числа носителей. Ввиду того, что при временах задержки, меньших или сравнимых с временем жизни неосновных носителей заряда, не все неосновные носители успевают рекомбинировать, импульс напряжения, соответствующий второму импульсу тока, будет несколько меньше по величине. Чем больше будет время задержки, тем меньше будет разница

между первым и вторым импульсом напряжения. На рисунке 8 показана амплитуда напряжения второго импульса в зависимости от времени задержки. Огибающая кривая этих импульсов представляет собой закон возрастания сопротивления точечного контакта и, следовательно, повторяет закон уменьшения числа неосновных носителей в результате рекомбинации.

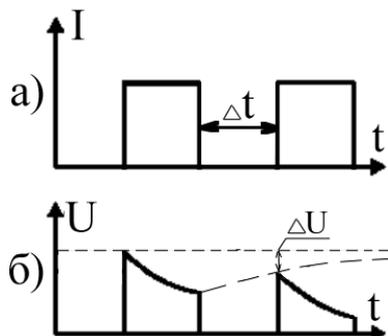


Рисунок 7. Метод модуляции проводимости: а) – импульсы тока, подаваемые на образец; б) – изменение падения напряжения на образце. Величина ΔU зависит от времени задержки Δt

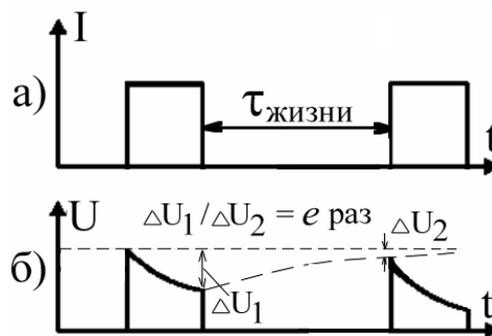


Рисунок 8. Зависимость амплитуды второго импульса от времени задержки. В случае, когда время задержки равно времени жизни неосновных носителей приращение амплитуды второго импульса составляет e раз

Этот закон описывается экспоненциальной функцией времени. Таким образом, зависимость разности амплитуд импульсов напряжения $U_1 - U_2$ от времени задержки, исключая окрестности точки $t = 0$, может быть представлена экспоненциальной функцией вида:

$$U_1 - U_2 \sim e^{-t/\tau}, \quad (17)$$

где τ – время жизни неосновных носителей заряда.

Соответственно, зависимость $\ln(U_1 - U_2)$ от t графически изображается прямой линией, для которой обратное значение тангенса угла наклона равно по абсолютной величине времени жизни.

В данной работе используются точечные контакты, поэтому найдем падение напряжения на распределенном сопротивлении точечного контакта при пропускании через образец импульса постоянного тока I . Воспользуемся формулой

$$U = IR = \frac{\rho l}{S} I, \quad (18)$$

где ρ – удельное сопротивление, l – длина, S – сечение поверхности, через которую течет ток. Заметим, что формула (19) справедлива лишь для проводника с постоянным поперечным сечением S , когда линии тока параллельны друг другу. В нашем случае линии тока будут расходиться от острия контакта в радиальном направлении. Поэтому роль поперечного сечения будет играть поверхность полусферы переменного радиуса.

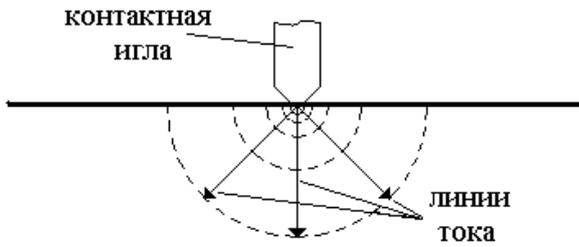


Рисунок 9. Радиальное растекание тока от точечного контакта

Ввиду этого необходимо произвести интегрирование по радиусу по всей области его изменения, то есть от d до ∞ (d – радиус острия контакта).

Тогда

$$U(t) = I \int_d^{\infty} \frac{\rho(t) dl}{2\pi l^2}. \quad (19)$$

В формуле (20) U не выражается явно как функция времени задержки t . Однако, зависимость U от t проявляется через удельное сопротивление, которое является функцией времени задержки.

Как было показано в разделе 1.3, концентрация неосновных носителей заряда изменяется со временем по экспоненциальному закону. Мы можем, поэтому, представить удельное сопротивление как сумму не зависящего от времени и экспоненциально убывающего слагаемых:

$$\rho(t) = \rho_0 + \rho_1 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (20)$$

где τ – время жизни неосновных носителей заряда.

Предположим, что время задержки между двумя импульсами тока равно t . Для этого случая найдем соответствующую разность импульсов напряжения. Очевидно, что для первого импульса тока время задержки следует считать равным бесконечности, так как для него $\rho = \rho_0$, что выполняется при $t \rightarrow \infty$. Поэтому

$$U_1 - U_2 = U(\infty) - U(t) = \frac{I}{2\pi} \left(\int_d^{\infty} \frac{\rho_0}{l^2} dl - \int_d^{\infty} \frac{\rho_0 - \rho_1 e^{-\frac{t}{\tau}}}{l^2} dl \right). \quad (21)$$

В результате получим уравнение вида

$$U_1 - U_2 = \left(\frac{I\rho_1}{2\pi} \int_d^{\infty} \frac{dl}{l^2} \right) e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (22)$$

в котором множитель, стоящий в скобках, является постоянной величиной, не зависящей от времени задержки. Таким образом, разность импульсов напряжения со временем меняется по экспоненциальному закону (17).

Необходимо отметить, что при рассмотрении метода мы пренебрегли поверхностной рекомбинацией. Учет этого явления сильно усложняет теорию. Однако, нетрудно создать экспериментальные условия, при которых упомяну-

тое пренебрежение допустимо, уменьшение поверхностной рекомбинации по сравнению с объемной достигается путем подбора выгодной формы образца (малая удельная поверхность), протравливания образца (уменьшение числа поверхностных ловушек), освещение образца (освобождение захваченных ловушками носителей) и т.п.

Установка включает в себя блок генерации двух импульсов, позволяющий изменять время задержки между импульсами, держатель с образцом и осциллограф (рисунок 10). Согласно методике, описанной выше, измеряя разность амплитуд импульсов в зависимости от задержки между ними, можно определить время жизни неосновных носителей в образце. Для этого строится график зависимости логарифма этой разности от времени задержки. По котангенсу угла наклона определяется время жизни неосновных носителей.

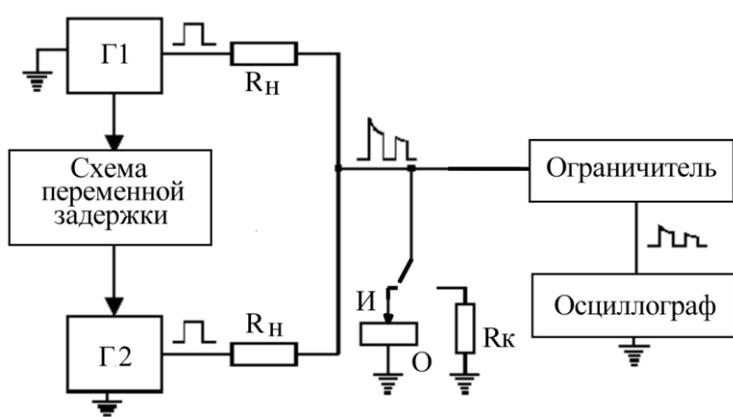


Рисунок 10. Блок-схема установки для измерения времени жизни:

И – игла,
 О – образец,
 R_k – калибровочное сопротивление,
 R_n – сопротивление нагрузки,
 Γ_1 и Γ_2 – генераторы напряжения

2.2. Метод измерения диффузионной длины неосновных носителей заряда

Для определения диффузионной длины используют метод модуляции проводимости полупроводника при импульсном освещении, для чего применяют светодиод инфракрасного диапазона. Неравновесные носители, генерированные излучением светодиода, собираются с помощью вольфрамового зонда, служащего коллектором. Результирующий ток подается на сопротивление нагрузки, напряжение на котором регистрируется с помощью осциллографа.

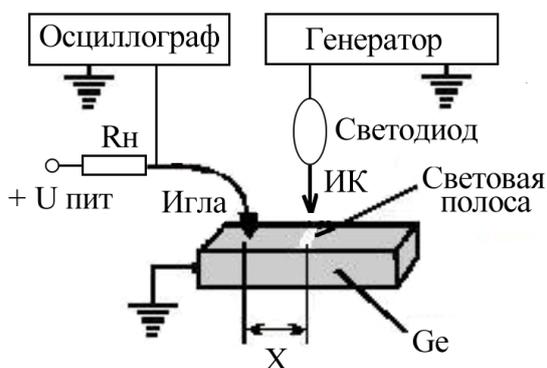


Рисунок 11. Блок-схема установки для измерения диффузионной длины неосновных носителей заряда

Так как коллекторный ток прямо пропорционален концентрации неосновных носителей заряда вблизи точечного контакта, то можно считать, что падение напряжения на нагрузке прямо пропорционально концентрации дырок. Измеряя напряжение при различных расстояниях между коллектором и освещенной полосой, можно определить диффузионную длину. По сути, если световая полоса отодвинулась от коллектора на расстояние, равное диффузионной длине, то амплитуда импульса напряжения изменилась в e раз. Для более точного определения диффузионной длины строится график зависимости $\ln(U)$ от x . Котангенс угла наклона этой прямой определяет величину диффузионной длины.

Частота импульсов светодиода выбрана так, что во время импульса излучения в образце должно устанавливаться равномерное распределение неосновных носителей, а за время, когда образец не облучается, неосновные носители должны полностью рекомбинировать.

2.5 Контрольные вопросы к лабораторной работе

1. Что такое генерация и рекомбинация носителей заряда в полупроводниках?
2. Какие полупроводники называют прямозонными, а какие непрямозонными?
3. В чем специфика рекомбинации носителей в непрямозонных материалах?
4. В чем состоит физический смысл уравнений непрерывности для электронов и дырок в полупроводниках?
5. Что такое скорости генерации и рекомбинации носителей заряда?
6. Что такое время жизни неосновных носителей заряда?
7. Что такое диффузионная длина неосновных носителей заряда?
8. Какова методика измерения времени жизни неосновных носителей заряда?
9. Какова методика измерения диффузионной длины неосновных носителей заряда?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: т.5, Статистическая физика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 616 с.
2. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. – М.: Наука, 1977. – 672 с.
3. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Сов. Радио, 1984. – 567с.
4. Шалимова К.В. Физика полупроводников. – М.: Энергоатомиздат, 1985.– 392 с.

Юрий Анатольевич **Битюрин**
Сергей Владимирович **Оболенский**
Александр Сергеевич **Мельников**
Наталья Витальевна **Демарина**
Екатерина Валерьевна **Волкова**
Александр Сергеевич **Пузанов**

**ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ И ДИФФУЗИОННОЙ ДЛИНЫ
НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

Практикум

Государственное образовательное учреждение высшего
профессионального образования «Нижегородский государственный универси-
тет им. Н.И. Лобачевского».
603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.

Подписано в печать . Формат 60×84 1/16.
Бумага офсетная. Печать офсетная. Гарнитура Таймс.
Усл. печ. л. . Уч.-изд. л.
Заказ № . Тираж 100 экз.

Отпечатано в типографии Нижегородского госуниверситета
им. Н.И. Лобачевского
603600, г. Нижний Новгород, ул. Большая Покровская, 37
Лицензия ПД № 18-0099 от 14.05.01