

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

КУЙБЫШЕВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ имени академика С. П. КОРОЛЕВА

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА РЕКОМБИНАЦИИ И ДИФФУЗИИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Утверждено  
редакционно-издательским  
советом института  
в качестве методических указаний  
для студентов

УДК 621.382

Изучаются механизмы возбуждения и рекомбинации неравновесных носителей заряда. Анализируются решения системы феноменологических уравнений переноса свободных носителей заряда. Предлагается провести измерения времени жизни и средней длины свободного пробега неравновесных носителей заряда методом модуляции подвижного светового зонда.

Указания предназначены для студентов 2-го курса спец. 0705.

Составил П.В.Б у р е н и н

Рецензент канд. физ.-мат. наук, доц. В.А.Рожков

Ц е л ь р а б о т ы : изучение процессов рекомбинации и диффузии неравновесных носителей заряда в полупроводниках, возбужденных светом, и экспериментальное исследование их длины свободного пробега и времени жизни.

З а д а н и е :

1. Изучить основные механизмы возбуждения и рекомбинаций неравновесных носителей заряда.
2. Изучить процессы переноса неравновесных носителей заряда в неоднородных полупроводниках.
3. Измерить среднюю длину свободного пробега и время жизни неравновесных носителей заряда в образце германия.
4. Определить быстродействие фоторезисторов на германии.

## 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

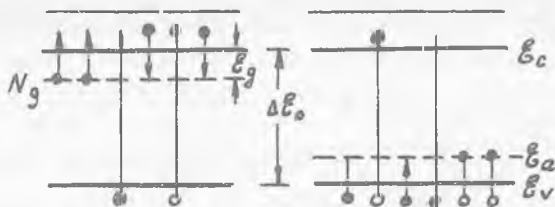
Основной особенностью, отличающей полупроводник от металла, является наличие в спектре энергии электронов запрещенного промежутка, разделяющего зону связанных электронов и зону электронов проводимости. Поэтому в полупроводнике возможны два типа проводимости: электронная и дырочная, в зависимости от того, являются ли носителями тока электроны в зоне проводимости или дырки в заполненной зоне, образующиеся в результате переходов на вышележащие энергетические уровни. Проводимость полупроводника, в котором единственным источником электронов в зоне проводимости является заполненная зона, называется "собственно".

Наличие в объеме полупроводника каких-либо примесей ведет к возникновению локальных энергетических уровней, лежащих обычно в запрещенной зоне. Характер и концентрация этих примесей часто определяет не только величину, но и тип электропроводности материала. Примеси, атомы которых отдают свои электроны в зону проводимости, называются "донорными", примеси, отбирающие электроны из валентной зоны, - "акцепторными". В первом случае проводимость носит электронный характер, во втором - дырочный.

Носители заряда, представленные в большинстве, называются основными, а представленные в меньшинстве - неосновными. Таким образом, в электронном полупроводнике основными носителями являются электроны, неосновными - дырки; в дырочном - наоборот.

Равновесные концентрации электронов и дырок, соответствующие данной температуре, устанавливаются в результате уравнивания скорости двух процессов: теплового возбуждения, т.е. переходов на более

высокие энергетические уровни (рис. I, стрелки, направленные вверх) и рекомбинации, т.е. обратных переходов (стрелки, направленные вниз).



Р и с. I. Переход электронов в зону проводимости или на акцепторные уровни и рекомбинации

Эти скорости определяются шириной запрещенной зоны  $\Delta E_0$ , концентрацией и энергетическим положением донорных и акцепторных примесей (соответственно  $N_d, E_d, N_a, E_a$  на рис. I). Таким образом, при каждой температуре в данном полупроводнике существует определенная равновесная концентрация электронов  $n_T$  и дырок  $p_T$ .

Концентрацию электронов и дырок в полупроводнике можно сделать больше их равновесных значений путем введения в объем полупроводника дополнительных носителей. Если, например, осветить полупроводник, то концентрация носителей заряда в нем увеличится, и это состояние сохранится в течение некоторого промежутка времени. Тот же эффект наблюдается при прохождении тока через полупроводник, различные части которого имеют разные типы проводимости, а также при ударной ионизации электронов в сильных электрических полях. Во всех случаях в объеме кристалла появляются дополнительные неосновные носители: дырки в случае электронного и электроны - в случае дырочного материала.

Механизм образования дополнительных носителей сводится в первом случае к созданию возможности дополнительных переходов электронов валентной зоны в зону проводимости под действием света, во втором случае - к введению их из одного слоя полупроводника в другой в результате протекания электрического тока. Это явление увеличения концентрации неосновных носителей заряда по сравнению с ее равновесным значением получило название инжекции неосновных носителей заряда. Явление инжекции электронов и дырок лежит в основе действия полупроводниковых диодов и транзисторов.

Так как в однородном полупроводнике объемный заряд должен быть равным нулю, то избыточная концентрация неосновных носителей заряда влечет за собой появление избыточной концентрации основных носителей.

заряд которых компенсирует заряд противоположного знака неосновных носителей. Такая возможность имеется в полупроводниках благодаря наличию в них носителей зарядов двух знаков.

Возникновение избытка носителей заряда в объеме кристалла ведет к увеличению скорости рекомбинации пар "электрон-дырка", поэтому отклонение от равновесного состояния с течением времени исчезает.

Время, в течение которого сохраняется неравновесное состояние, оказалось величиной, меняющейся в очень широких пределах в различных кристаллах. Это позволяет заключить, что рекомбинация электронов и дырок происходит не непосредственно в результате их соударения, а на различного рода нарушениях идеальной кристаллической решетки, которые могут служить ловушками для электронов или для дырок, увеличивающими вероятность рекомбинации. Такими нарушениями могут являться примеси, механические нарушения решетки, и в частности, сама поверхность кристалла. Они ведут к возникновению положительно или отрицательно заряженных локальных уровней.

Общая схема рекомбинации на такой "ловушке" может быть представлена следующим образом. Пусть в кристалле имеется дефект, могущий захватить электрон. Если затем дырка оказывается в пределах эффективного сечения центра, захватившего уже электрон, то дырка захватывается заряженным дефектом и рекомбинирует с электроном. Вероятность рекомбинации носителей на таких ловушках определяется концентрацией последних, их природой, т.е. величиной эффективного сечения захвата и их состоянием в условиях термического равновесия. Качественной характеристикой скорости рекомбинации электронов и дырок служит величина, называемая "временем жизни" носителей заряда и определяемая следующим образом.

Если избыточная концентрация электронов  $n$  (или, соответственно, концентрация дырок  $p$ ) мала по сравнению с концентрацией основных носителей, то скорость уменьшения концентрации  $\frac{dn}{dt}$  оказывается пропорциональной избыточной концентрации  $n$ :

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{1}{\tau} n, \quad (1)$$

где  $\tau$  - время жизни;  $\frac{1}{\tau}$  есть, следовательно, вероятность рекомбинации электрона (или, соответственно, дырки).

Интегрирование уравнения (1) дает:

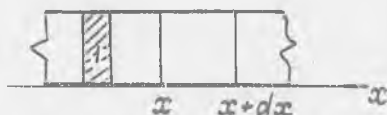
$$n(t) = n_0 e^{-t/\tau}, \quad (2)$$

где  $n_0$  - концентрация в момент времени  $t = 0$ .

Таким образом, время жизни есть величина времени, через которое концентрация неравновесных носителей уменьшается в  $e = 2,718\dots$  раз.

## 2. ТЕОРИЯ МЕТОДА

Прежде чем перейти к описанию конкретных методов измерения времени жизни, приведем некоторые соображения, служащие основой такого рода измерений. Пусть имеется полупроводник в виде бруска, длина которого велика по сравнению с поперечными размерами ("нитевидный образец"), внутри которого возникает  $n_n$  дополнительных носителей в одном кубическом сантиметре в одну секунду) например, вследствие освещения области I, рис.2.



Р и с. 2. Одномерная модель нитевидного образца:  
I - освещенная область

Рассмотрим слой полупроводника, ограниченный плоскостями  $x$  и  $x+dx$ . Через сечение  $x$  в рассматриваемый слой через  $1 \text{ см}^2$  в I с входит вследствие диффузии число носителей:  $-D \frac{dn}{dx}$  ( $D$  - коэффициент диффузии), а за это же время выходит через сечение  $x+dx$ :

$$-D \left( \frac{dn}{dx} \right)_{x+dx} = -D \left[ \frac{dn}{dx} + \frac{d^2n}{dx^2} dx \right]_x.$$

Следовательно, увеличение числа носителей слоя вследствие диффузии примет следующий вид:

$$-D \left( \frac{dn}{dx} \right)_x - \left[ -D \left( \frac{dn}{dx} \right)_{x+dx} \right] = D \frac{d^2n}{dx^2} dx.$$

Если в полупроводнике имеется электрическое поле  $E$ , то носители участвуют еще в переносном "дрейфовом" движении. Число носителей, входящих вследствие дрейфа через сечение  $x$  через  $1 \text{ см}^2$  в с, равно:

$$n(x) \mu E,$$

где  $\mu$  - подвижность, а число носителей, выходящих через  $x+dx$ , выражается формулой

$$n(x+dx) \mu E = \left( n + \frac{dn}{dx} dx \right) \mu E.$$

Увеличение числа носителей в слое за одну секунду равно:

$$n\mu E - \left(n + \frac{dn}{dx} dx\right)\mu E = -\mu E \frac{dn}{dx} dx.$$

В стационарном состоянии полное число носителей, вошедших в слой, должно равняться числу носителей, исчезающих вследствие рекомбинации (также за I с), (см. формулу I).

$$-\frac{dn}{dt} dx = \frac{n dx}{\tau}.$$

Поэтому уравнение баланса дополнительных носителей одного знака (например, электронов в дырочном материале) будет иметь вид:

$$D \frac{d^2 n}{dx^2} dx - \mu E \frac{dn}{dx} dx - \frac{n dx}{\tau} = 0.$$

или

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{\mu E}{D} \frac{dn}{dx} - \frac{1}{D\tau} n = 0. \quad (3)$$

Заметим, что уравнение (3) справедливо только для малых значений концентрации неосновных носителей  $n \ll p_T$  (по сравнению с концентрацией основных носителей).

Действительно, для стационарного случая необходимым является выполнение уравнения непрерывности

$$\operatorname{div} j = \frac{dj}{dx} = 0,$$

где плотность тока

$$j = en\mu_n E + ep\mu_p E$$

составляется из потока дырок и электронов. Следовательно, в общем случае нужно было бы решать уравнение баланса носителей обоих знаков. Однако можно приближенно считать, что уравнение непрерывности соблюдается и в нашем случае.

Используем соотношение Эйнштейна

$$\frac{\mu E}{D} = \frac{eE}{kT}, \quad (4)$$

где  $e$  - заряд электрона,  $k$  - постоянная Больцмана и введем обозначения:

$$D\tau = l_0^2. \quad (5)$$

$$\frac{\mu E}{D} = \frac{eE}{kT} = \bar{X}. \quad (6)$$

Тогда уравнение (3) принимает следующий вид:

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \bar{X} \frac{dn}{dx} - \frac{n}{\ell_0^2} = 0. \quad (7)$$

Общее решение этого уравнения имеет вид:

$$n = C_1 e^{K_1 x} + C_2 e^{K_2 x}, \quad (8)$$

где  $K_1$  и  $K_2$  удовлетворяют характеристическому уравнению

$$K^2 - K\bar{X} - \frac{1}{\ell_0^2} = 0.$$

Откуда

$$K_{1,2} = \frac{\bar{X}}{2} \pm \sqrt{\frac{\bar{X}^2}{4} + \frac{1}{\ell_0^2}}.$$

Так как физический смысл имеет только затухающее решение, то

$C_1 = 0$ , ибо  $K_1 > 0$ ,  $K_2 < 0$ , и мы имеем:

$$n = C_2 e^{-\frac{x}{\ell}},$$

где

$$\ell = -\frac{1}{K_2} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\bar{X}^2}{4} + \frac{1}{\ell_0^2}} - \frac{\bar{X}}{2}}. \quad (9)$$

Так как при  $x = 0$ ,  $C_2 = n_0$ , то окончательно

$$n = n_0 e^{-\frac{x}{\ell}}. \quad (10)$$

Следовательно, концентрация неравновесных носителей заряда убывает по показательному закону с увеличением расстояния. Величина  $\ell$ , определяемая формулой (9), есть длина запаздывания носителей, т.е. расстояние, на котором их концентрация уменьшается в  $e = 2,718\dots$  раз.

Исследуем решение для двух предельных случаев.

I.  $E = 0$ ;  $\bar{X} = \frac{eE}{kT} = 0$ .

В этом случае  $\ell = \ell_0$  и решение (10) принимает вид:

$$n = n_0 e^{-x/\ell_0}. \quad (11)$$

Здесь  $\ell_0$  есть "диффузионная" длина носителей заряда, т.е. такое расстояние, на котором концентрация носителей, распространяющихся только вследствие диффузии (в отсутствие поля), уменьшается в  $e$  раз в результате рекомбинации.



2.  $\frac{\bar{X}}{2} \gg \frac{1}{\ell_0}$  . Тогда имеем:

$$\sqrt{\frac{\bar{X}^2}{4} + \frac{1}{\ell_0^2}} = \frac{\bar{X}}{2} \sqrt{1 + \frac{4}{\bar{X}^2 \ell_0^2}} \approx \frac{\bar{X}}{2} + \frac{1}{\bar{X} \ell_0^2} + \dots$$

Подставляя это выражение в (9), имеем

$$\ell = \frac{1}{1/\bar{X} \ell_0^2} = \bar{X} \ell_0^2 = \frac{eE}{kT} D \tau = \mu E \tau. \quad (12)$$

Подставляя это выражение в формулу (10) и учитывая еще, что  $X = \mu E t$ , где  $t$  - время движения носителей, находим

$$n = n_0 e^{-t/\tau},$$

т.е. опять формулу (2).

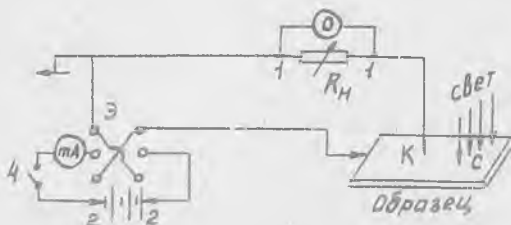
Полученные результаты лежат в основе экспериментального определения времени жизни  $\tau$ . Видно, что для этого можно либо исследовать уменьшение концентрации неравновесных носителей  $n$  с течением времени и найти  $\tau$  по формуле (2), либо исследовать зависимость  $n$  от расстояния вдоль образца. В последнем случае мы определяем диффузионную длину  $\ell_0$  по значению которой, зная коэффициент диффузии  $D$ , можно найти  $\tau$  по формуле (5).

Величину  $D$  можно определить из данных о подвижности, пользуясь соотношением Эйнштейна (4).

### 3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения производятся на монокристаллах германия электронной или дырочной проводимости.

Достаточно длинный образец прямоугольного сечения включается в цепь, изображенную на рис.3.



Р и с. 3. Схема установки для определения диффузионной длины и времени жизни неосновных носителей заряда

Поверхность образца освещается узкой полосой света. Свет фокусируется при помощи простой оптической системы в тонкую прямую линию ( $S$ ) шириной  $0,1$  мм. Световая линия пересекает всю поверхность (верхнюю грань образца) параллельно его торцам. Такая система освещения упрощает решение задачи диффузии неосновных носителей и на определенном расстоянии от освещаемого участка позволяет свести ее к вышерассмотренной одномерной задаче. Пучок света модулируется. Частота повторения импульсов задается генератором прямоугольных импульсов. Благодаря значительной длительности импульсов в образце создается стационарное распределение неосновных носителей, концентрация которых с увеличением расстояния от освещенной полосы уменьшается по экспоненциальному закону рекомбинации.

На некотором расстоянии от освещенной линии поверхности образца касается точечный контакт, называемый коллектором, который представляет собой вольфрамовую проволочку с диаметром острия в несколько десятков микрон. Этот контакт является обычным точечным детектором. На него с батареи  $E$  подается смещение. Переключатель  $Z$  дает возможность менять полярность смещения, подаваемого на коллектор.

Сопротивление коллектора в запертом направлении в обычных условиях достигает  $100$  кОм. Поэтому ток через включенное в цепь коллектора нагрузочное сопротивление  $R_H$  определяется в основном сопротивлением коллектора. С нагрузочного сопротивления напряжение подается на осциллограф, регистрирующий таким образом изменение тока коллектора. Поле, создаваемое смещением, на коллекторе в запертом направлении, достигающее в непосредственной близости от коллектора значительной величины, собирает движущиеся в объеме образца неосновные носители, меняя тем самым сопротивление коллектора. В результате этого обратный ток коллектора увеличивается, а падение напряжения на нагрузочном сопротивлении растет. Импульсное освещение образца позволяет отделить часть тока коллектора, обусловленную неосновными носителями, от его постоянной составляющей. Поэтому падение напряжения, фиксируемое осциллографом, вызывается непосредственно током дополнительных носителей. Так как величина этого тока, а следовательно, и падение напряжения на нагрузочном сопротивлении  $R_H$  пропорциональны концентрации дополнительных носителей, то диффузионную длину  $L_D$  можно определить согласно формуле (II) графически, заменяя величину  $I$  пропорциональной ей величиной  $V$ . Прологарифмировав выражение (II), получим

$$\ln I = \ln I_0 - \frac{x}{L_D} \quad \text{или} \quad \ln V = \ln V_0 - \frac{x}{L_D}$$

Измерив величину  $V$  на различных расстояниях от освещенной линии, можно построить кривую зависимости  $\ln V$  от  $x$ . Тангенс угла наклона этой кривой, которая при соблюдении экспоненциальной зависимости  $V$  от  $x$  представляет прямую линию, дает величину  $\frac{1}{\ell_0}$ .

#### 4. ПОРЯДОК ИЗМЕРЕНИЯ

1. Включить осциллограф и генератор прямоугольных импульсов в сеть напряжением 220 В.

2. Поместить образец в микроманипулятор, привести коллектор в соприкосновение с поверхностью образца осторожным вращением винта микроманипулятора. Образец перемещается относительно оптической системы с помощью микрометрического винта, находящегося справа от образца. Цена деления шкалы микрометрического винта - 10 микрон. На станине микроманипулятора смонтирован светодиод.

3. Вход осциллографа соединить с гнездами I (см. установку), обращая внимание на заземление.

4. К гнездам 2 присоединить батарею в соответствии с помеченной полярностью.

5. С помощью ключа 4, включающего прибор, и переключателя 3, меняющего знак смещения на коллекторе, установить запертое направление тока через коллектор, обратив внимание на нагрузочное сопротивление, которое в начале работы должно быть полностью введено.

6. Добиться стационарной картины на экране осциллографа с помощью ручек "Частота" и "Синхронизация".

7. Добиться максимальной величины пиков на экране осциллографа, регулируя  $R_H$  и совмещая луч света с коллектором. Это положение образца принимается за нулевое.

8. Удаляя луч от коллектора, снять кривую зависимости величины пика  $V$  (в произвольных единицах) от расстояния между лучом и коллектором  $x$ .

9. Построить график зависимости  $\ln V$  от  $x$ . Определить  $\ell_0$  по тангенсу угла наклона прямой. Вычислить  $\bar{v}$  по формуле  $\ell_0 = \sqrt{D\bar{v}}$ , считая, что  $D_p = 44 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $D_n = 96 \text{ см}^2/\text{с}$ .

Примечание. При выполнении работы необходимо проявлять особую аккуратность в обращении с коллектором и образцом, не следует дотрагиваться до них пухами.

Записи рекомендуется вести по форме:

Деление на барабане микрометрического винта	Расстояние между лучом и коллектором (в см.)	Величина пика напряжения на осциллографе ( $V$ ) в делениях шкалы на экране осциллографа

Следует снять не менее трех кривых и в качестве окончательного результата взять среднее значение из полученных величин  $t_0$  и  $\tau$ .

## 5. СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Таблица с измеренными значениями.
2. График зависимости  $\ln V$  от  $x$ .
3. Расчет  $t_0$  и  $\tau$ .
4. Выводы о быстродействии резисторов из  $\mathcal{G}e$ .

## 6. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Способы возбуждения неравновесных носителей заряда.
2. Объяснить примесное и собственное поглощение света в полупроводниках.
3. Записать уравнение полного тока для неравномерно распределенных неравновесных носителей заряда.
4. Дать определение времени жизни неравновесных носителей заряда.
5. Описать релаксацию фотопроводимости.
6. Объяснить излучательную и безизлучательную рекомбинации.
7. Каким параметром определяется быстродействие фоторезисторов?
8. На какой длине волны света наблюдается максимальное поглощение в  $\mathcal{G}e$  собственной проводимости?

## Л и т е р а т у р а

1. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. - М.: Высшая школа, 1977. - 447 с.
2. Епифанов Г.И., Мома Ю.А. Физические основы конструирования и технологии РЭА и ЭВА: Учебное пособие для вузов. - М.: Сов. радио, 1979. - 352 с.

Составитель Петр Викторович Буренин

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА РЕКОМБИНАЦИИ И ДИФфуЗИИ  
НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Редактор Т.И.Пайкина  
Техн.редактор Н.М.Каленюк  
Корректор Т.И.Пайкина

Подписано в печать 25.03.86. Формат 60x84 1/16.  
Бумага оберточная белая. Печать оперативная.  
Усл.п.л. 0,7. Уч.-изд.л. 0,6. Т. 300 экз.  
Заказ 4182 Бесплатно.

Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени авиационный  
институт имени академика С.П.Королева, г.Куйбышев, ул.Моло-  
догвапдейская, 151.

Обл.тип. им. В.П.Мяги, г.Куйбышев, ул.Венцека, 60.