

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Радиофизический факультет  
Кафедра электроники

**Отчет по лабораторной работе:**

# **ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ И ДИФФУЗИОННОЙ ДЛИНЫ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

Выполнил:

студент 430 группы  
**Зайцев Юрий**

4 апреля 2007 г.

Проверил:

**Оболенский Сергей Владимирович**

Нижний Новгород  
2007 год

# Содержание

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Теоретическая часть</b>	<b>3</b>
2.1	Генерация и рекомбинация носителей заряда . . . . .	3
2.2	Время жизни и диффузионная длина неравновесных носителей . . . . .	4
2.3	Методы измерения времени жизни и диффузионной длины . . . . .	6
2.4	Описание экспериментальной установки . . . . .	8
2.4.1	Установка для измерения диффузионной длины неравновесных носителей тока . . . . .	8
2.4.2	Установка для определения времени жизни неосновных носителей	8
<b>3</b>	<b>Практическая часть</b>	<b>9</b>
3.1	Измерение диффузионной длины . . . . .	9
3.2	Измерение времени жизни . . . . .	10
3.3	Вывод . . . . .	11

# 1 Введение

## Цель работы

Целью данной работы являлось определение по полученным в ходе выполнения работы экспериментальным данным диффузионной длины и времени жизни неосновных носителей тока в германиевом образце.

## Использованное оборудование

- Блок генерации импульсов
- Измерительная установка:
  - Импульсный ИК светодиод
  - Образец  $n$  - Ge
  - Микрометрический винт для перемещения образца
- Осциллограф

## 2 Теоретическая часть

### 2.1 Генерация и рекомбинация носителей заряда

Существенная особенность полупроводников, отличающая их от металлов, заключается в том, что концентрация носителей заряда в полупроводниках не является постоянной, а может изменяться под действием различных факторов.

Так, чем выше температура, тем больше электронов с донорных уровней переходит в зону проводимости и принимает участие в протекании тока. При достаточно высокой температуре в зону переходят практически все электроны с доноров, а при ещё более высокой температуре начинается переход электронов из валентной зоны. Каждой температуре в состоянии теплового равновесия соответствует своя равновесная концентрация электронов и дырок.

Но в полупроводниках можно различными способами повысить концентрацию выше равновесной. Например, при облучении полупроводника светом с энергией квантов большей энергии возбуждения донорного уровня, концентрация электронов может быть больше равновесной из-за перехода электронов с донорных уровней в зону проводимости. Аналогично, переход электронов из валентной зоны на акцепторный уровень при поглощении энергии светового кванта образует дырку в валентной зоне. Если энергия кванта больше, чем ширина запрещенной зоны  $\Delta E_g$ , то свет может вызывать переход электрона из валентной зоны в зону проводимости, образуя одновременно свободный электрон в зоне проводимости и дырку в валентной зоне. Это явление носит название световой *генерации* носителей тока.

Число электронов и дырок может возрасти при освещении неограниченно. Электрон при определенных условиях может заполнить свободный энергетический уровень в валентной зоне (дырку), отдав избыточную энергию решетке. Такой процесс можно трактовать как гибель электрона и дырки при столкновении. На самом деле электрон не исчезает, он просто возвращается в валентную зону, но число свободных носителей уменьшается. Этот процесс называют *рекомбинацией*.

## 2.2 Время жизни и диффузионная длина неравновесных носителей

Рассмотрим одно из основных уравнений электродинамики, описывающее перенос заряда в среде – уравнение непрерывности:

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

Для полупроводников полный заряд  $\rho = (p - n + N_g - N_a)e$  состоит из заряда электронов, дырок, заряженных акцепторов и доноров. Уравнениями непрерывности отдельно для электронов и дырок можно пользоваться, если добавить члены, учитывающие генерацию и рекомбинацию:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_n + G_n - V_n \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_p + G_p - V_p \quad (3)$$

$$\frac{1}{e} \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j} \quad (4)$$

Обозначения:

$V_p, V_n$  – скорости рекомбинации электронов и дырок соответственно, которые равны числу электронов и дырок, исчезающих в единицу времени за счет рекомбинации  $G_n$ .

$G_p$  – скорости генерации, которые равны числу электронов или дырок, появляющихся в единицу времени в данной точке за счет процессов генерации.

$j_n, j_p$  – плотности электронного и дырочного токов. Поскольку при генерации и рекомбинации исчезают или возникают сразу два носителя заряда с разными знаками – электрон и дырка, то полный заряд при этом не меняется. Скорости генерации и скорости рекомбинации электронов равны соответственно скоростям генерации и рекомбинации дырок, поэтому суммарная плотность заряда подчиняется обычному уравнению непрерывности, что и показано в (4).

Величина скорости генерации зависит, в основном, от внешних условий в которые помещен полупроводник: от температуры, интенсивности светового облучения, от протекающего тока и условий на границе полупроводника.

Скорость рекомбинации, как указывалось выше, зависит от концентрации электронно-дырочных пар по сравнению с равновесной концентрацией.

Чем больше неравновесная концентрация, тем быстрее идет рекомбинация. Таким образом, скорость рекомбинации электронов, например, можно записать как функцию  $V(n - n_0)$ , где  $n_0$  – равновесная концентрация для данной температуры,  $n$  – концентрация электронов в данной точке. Зависимость скорости рекомбинации от величины неравновесной концентрации достаточно сложная. Однако, если отклонение от равновесия невелико  $n - n_0 \ll n_0$ , то функцию можно разложить в ряд Тейлора и ограничиться линейным членом разложения

$$V_n(n - n_0) = V_n(0) + V'_n(0)(n - n_0), \quad (5)$$

где  $V_n(0)$  – скорость равновесной тепловой генерации при  $n = n_0$ .

Поэтому уравнение непрерывности принимает вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_n + G_n - \frac{n - n_0}{\tau}, \quad (6)$$

где  $G_n$  – скорость непрерывной генерации.  $\tau = 1/V'_n(0)$  – время жизни неосновных носителей тока в полупроводнике.

Рассмотрим следующий пример. Пусть имеется однородный полупроводник, в котором равновесная концентрация для данной температуры равна  $n_0$ . Пусть каким-либо образом во всем объеме полупроводника создана неравновесная концентрация электронов  $n_1$ , не зависящая от пространственных координат, и полупроводник предоставлен самому себе в момент времени  $t = 0$ . Поскольку отсутствует электрическое поле и нет пространственных градиентов концентрации, ток в таком полупроводнике равен нулю. Неравновесная генерация отсутствует, поэтому уравнение непрерывности содержит только два члена:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau}. \quad (7)$$

Решение этого уравнения с начальным условием  $n(0) = n_1$  имеет вид:

$$n = n_0 + (n_1 - n_0)e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (8)$$

Рассмотрим ещё один пример. Пусть имеется полуограниченный полупроводник. В глубине полупроводника, достаточно далеко от поверхности, концентрация электронов равновесная  $n = n_0$ . На поверхности полупроводника в очень тонком слое каким-либо образом (например освещением) создается постоянная избыточная концентрация электронов, при  $x = 0$  и  $n = n_1$ . Необходимо найти стационарное распределение концентрации электронов по глубине. Поскольку процесс стационарный, то производные по времени равны нулю, генерация происходит только в узком приповерхностном слое, в объеме полупроводника её нет. В результате уравнение непрерывности приобретает вид:

$$\frac{\partial \vec{j}_n}{\partial x} - \frac{n - n_0}{\tau} = 0. \quad (9)$$

Поскольку отсутствует электрическое поле, то электроны перемещаются только за счет разности концентраций и существует только диффузный ток. Он равен:

$$j_n = eD_n \frac{\partial n}{\partial x}. \quad (10)$$

Подставляя (10) в (9), получим уравнение для концентрации, которое называют также диффузионным уравнением:

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n - n_0}{D\tau} = 0. \quad (11)$$

Решением этого уравнения с граничным условием  $n(0) = n_1$  является выражение:

$$n = n_0 + (n_1 - n_0)e^{-\frac{x}{l_D}}, \quad (12)$$

где введено обозначение  $l_D = \sqrt{D\tau}$ .

На расстоянии  $x = l_D$  от поверхности неравновесная концентрация электронов убывает в  $e$  раз по сравнению с концентрацией на поверхности. Величина  $l_D$  называется диффузионной длиной неравновесных носителей заряда в полупроводнике.

## 2.3 Методы измерения времени жизни и диффузионной длины

Метод модуляции проводимости использует явление модуляции распределенного сопротивления точечного контакта металла с полупроводником при введении неосновных носителей. Носители вводятся в образец полупроводника через точечный контакт при помощи импульса тока. Спустя некоторое время  $t$  (время задержки), в течение которого происходят рекомбинация и диффузия носителей, введенных первым импульсом, прикладывается второй импульс. Падение напряжения на точечном контакте наблюдается с помощью осциллографа.

На Рис. 1 показаны два импульса постоянного тока, приложенных к образцу с некоторым временем задержки  $\Delta t_{\text{задержк}}$ .

Уменьшение сопротивления, происходящее при введении носителей, приводит к уменьшению падения напряжения на точечном контакте. Так как ток остается постоянным (Рис. 1, верх), импульс напряжения не повторяет формы импульса тока. Он имеет спад, обусловленный возрастанием концентрации носителей. После прекращения первого импульса тока число неравновесных носителей уменьшается в результате рекомбинации, поэтому распределенное сопротивление контакта начинает возвращаться к исходной величине, увеличиваясь со временем. Чем больше будет время задержки, тем меньше будет разница между первым и вторым импульсом напряжения. На Рис. 2 показана амплитуда напряжения второго импульса в зависимости от времени задержки. Огибающая этих импульсов представляет собой закон возрастания сопротивления точечного контакта, следовательно, повторяет закон уменьшения числа неосновных носителей в результате рекомбинации.

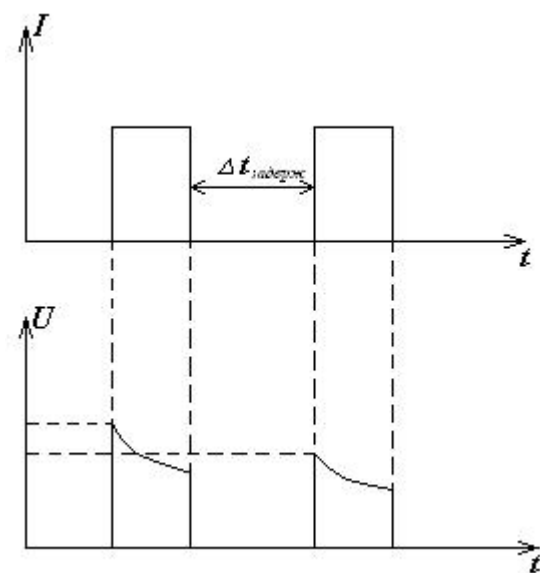


Рис. 1: Метод модуляции проводимости

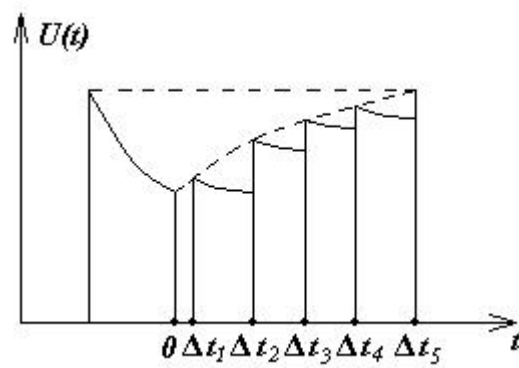


Рис. 2: Зависимость амплитуды второго импульса от времени задержки

## 2.4 Описание экспериментальной установки

### 2.4.1 Установка для измерения диффузионной длины неравновесных носителей тока

Установка состоит из осветителя, в качестве которого используется импульсный светодиод инфракрасного диапазона, оптической системы, держателя, в котором крепится образец и осциллографа. Держатель представляет собой столик с кристаллодержателем, который может перемещаться в горизонтальном направлении. Отсчет продольного перемещения столика производится по микрометрическому винту. К образцу прижимается вольфрамовый зонд, служащий коллектором.

Схематический чертеж установки приведён на Рис. 3.

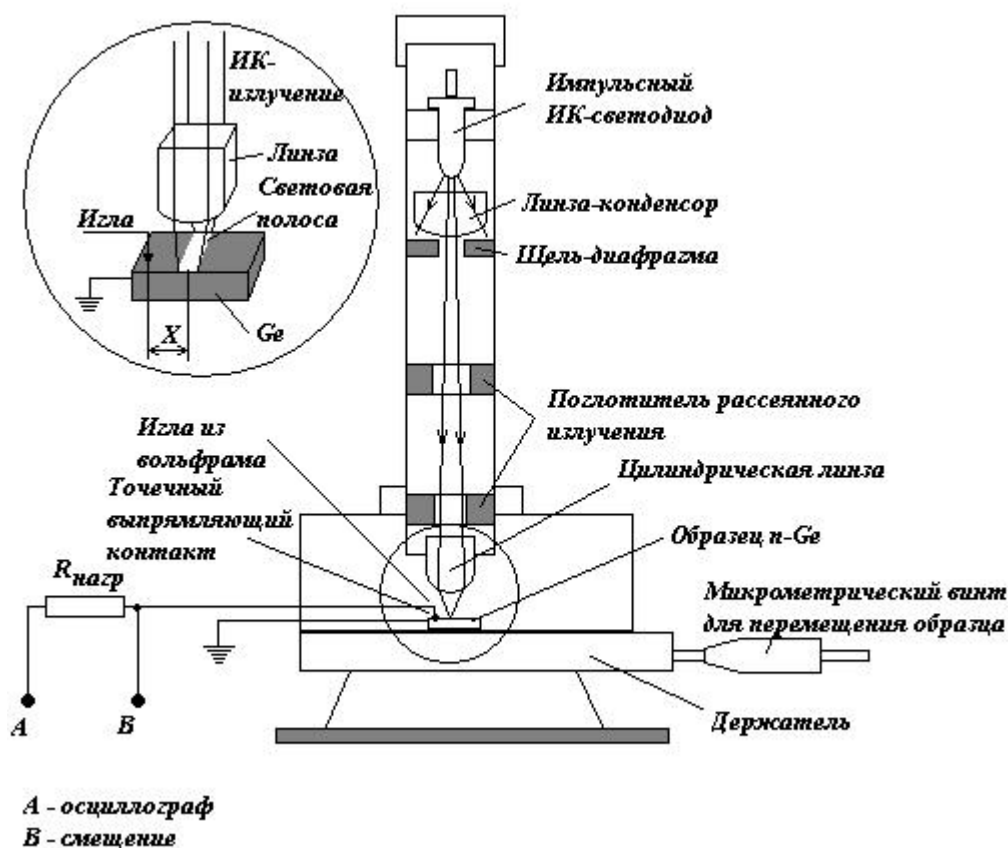


Рис. 3: Измерение диффузионной длины

### 2.4.2 Установка для определения времени жизни неосновных носителей

Установка включает в себя блок генерации двух импульсов, позволяющий изменять время задержки между импульсами, держатель с образцом и осциллограф (Рис. 4).



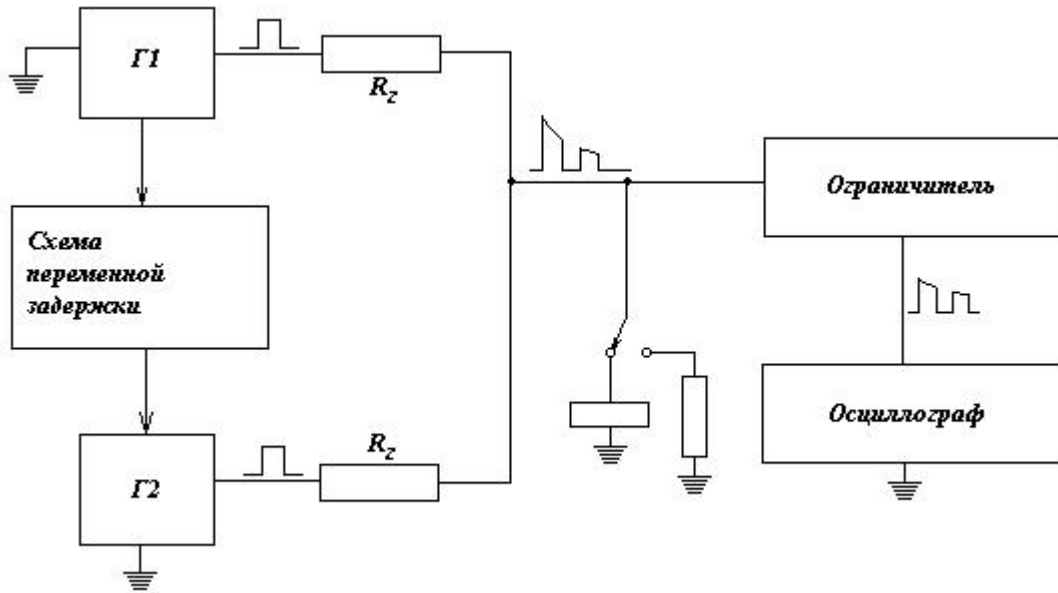


Рис. 4: Измерение времени жизни

Измеряя разность амплитуд импульсов в зависимости от задержки между ними можно определить время жизни неосновных носителей в образце.

### 3 Практическая часть

#### 3.1 Измерение диффузионной длины

После получения на экране осциллографа устойчивой картины импульса была измерена зависимость амплитуды импульса от расстояния  $X$  между световым пятном от диодного ИК лазера и щупом. На графике Рис. 5 приведена зависимость логарифма амплитуды импульса  $U$  от расстояния  $X$ .

$$U \sim n - n_0; \quad U = U_{max} e^{-\frac{x}{l_D}}; \quad l_D = ctg\alpha$$

С учетом погрешности

$$\Delta l_D = \frac{\Delta X}{\ln U} + \frac{X}{\ln^2 U} \frac{\Delta U}{U} \approx 0.01 \text{ мм}$$

диффузионная длина  $l_D = 0.37 \pm 0.01 \text{ мм}$ .

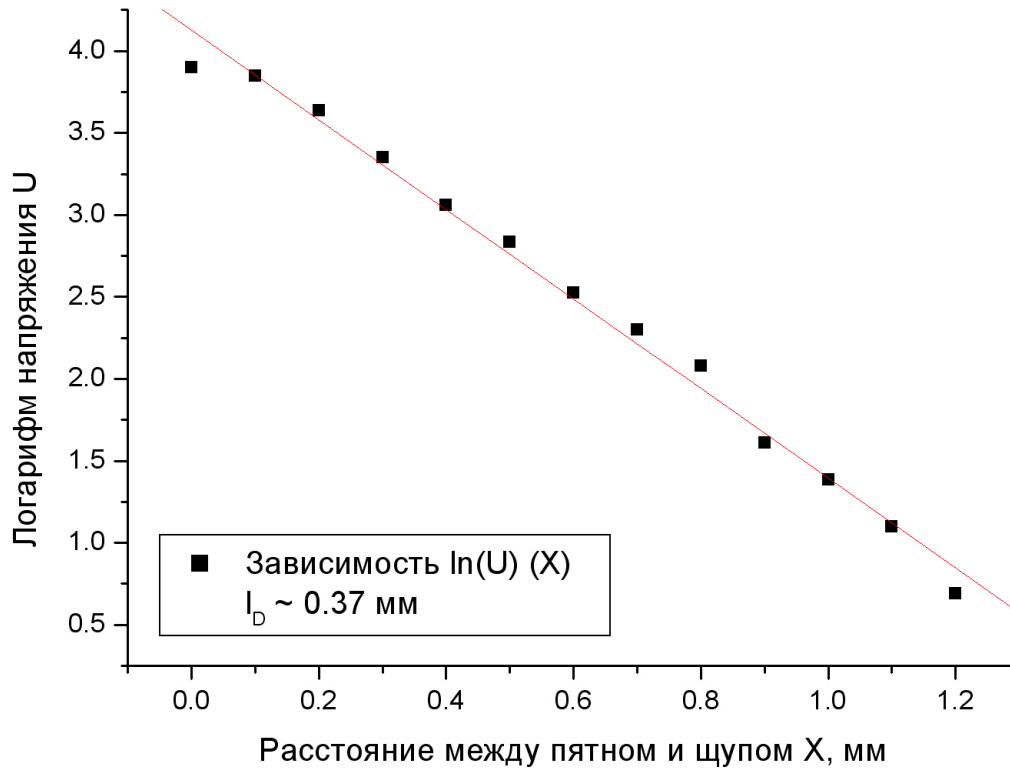


Рис. 5: Зависимость логарифма амплитуды импульса  $U$  от расстояния  $X$

### 3.2 Измерение времени жизни

Путем изменения времени задержки между двумя импульсами была снята зависимость разности амплитуд первого и второго импульсов от времени задержки. График на Рис. 6 получен логарифмированием этой зависимости. По наклону прямой аналогичным первому случаю образом можно получить время жизни:

$$\Delta U = U_1 - U_2; \quad \Delta U = \text{const} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}; \quad \tau = ctg\alpha.$$

С учетом погрешности

$$\Delta\tau = \frac{2\Delta t \ln \frac{U_2}{U_1}}{\ln^2 \frac{U_1}{U_2}} + \frac{\Delta U \left( \frac{1}{U_1} + \frac{1}{U_2} \right) (t_2 - t_1)}{\ln^2 \frac{U_1}{U_2}}$$

время жизни:  $\tau = 30 \pm 2 \text{ мкс.}$

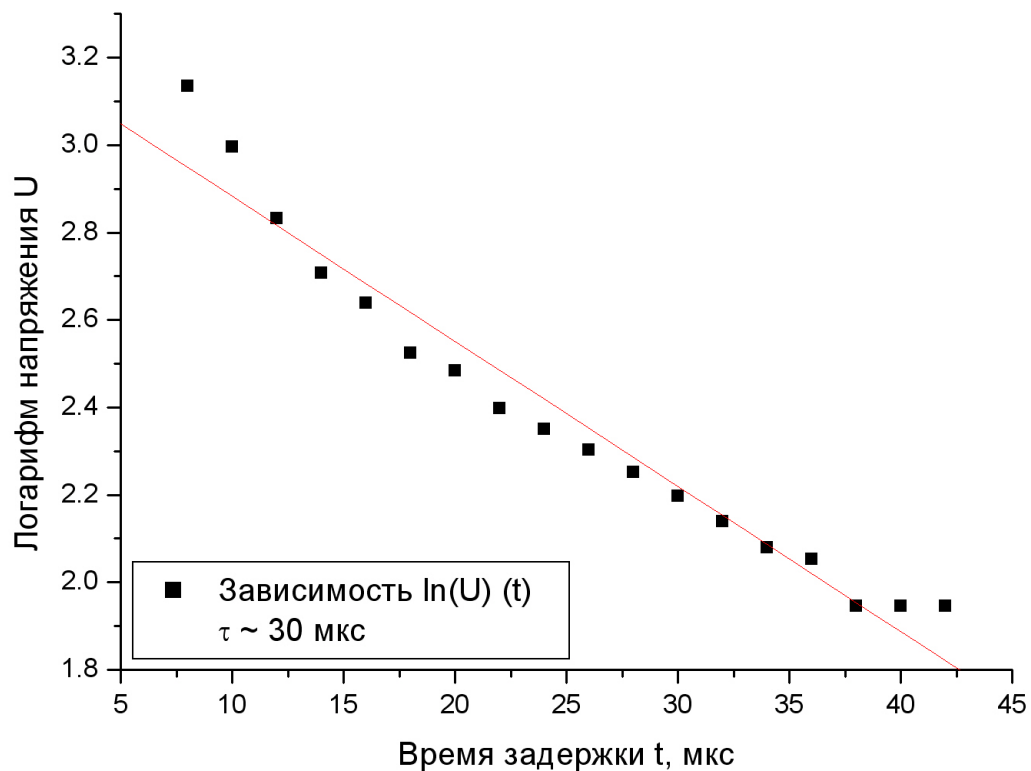


Рис. 6: Зависимость логарифма амплитуды импульса  $U$  от времени задержки  $t$

### 3.3 Вывод

Результаты данной работы в согласуются с теоретическими предположениями, т.к. полученные зависимости после логарифмирования хорошо совпадают с ожидаемой линейной зависимостью.