

Университет ИТМО

Мой прекрасный диплом
«СВЕРХБЫСТРАЯ ДИНАМИКА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НИТЕВИДНЫХ
НАНОКРИСТАЛЛАХ.»

Студент: Елисеев А.

Группа: V3400

Научрук: Валерий Николаевич

Санкт-Петербург

2017

АННОТАЦИЯ

СОДЕРЖАНИЕ

| | Стр. |
|--|------|
| АННОТАЦИЯ | 2 |
| ГЛАВА 1 Введение | 5 |
| 1.1 Актуальность темы работы. | 5 |
| 1.2 Транспорт, релаксация и рекомбинация носителей в ННК. | 6 |
| 1.2.1 Время жизни и подвижность носителей заряда в полупроводниковых ННК. | 6 |
| 1.2.2 Вклад безызлучательных ионизованных центров в электрическую проводимость в ННК. | 10 |
| 1.3 Генерация ТГц излучения. | 11 |
| 1.3.1 Генерация импульсного ТГц излучения, как процесс оптического выпрямления | 11 |
| 1.3.2 Движение свободных носителей заряда в полупроводнике, индуцированное фемтосекундным лазерным импульсом, как источник ТГц излучения | 12 |
| 1.3.3 Генерация ТГц излучения в ННК | 15 |
| ГЛАВА 2 Основная часть | 18 |
| 2.1 Описание метода и схема установки | 19 |
| 2.2 Исследование ННК на основе <i>GaAs</i> | 20 |
| 2.2.1 Описание образцов и метода их получения | 20 |
| 2.2.2 Зонная диаграмма ННК <i>GaAs</i> и <i>GaAs/AlGaAs</i> | 21 |
| 2.2.3 Зависимость эффективности генерации ТГц излучения от времени при возбуждении плазмы в образцах. | 21 |
| 2.2.4 Спад эффективности - экранировка встроенного поля. | 21 |
| 2.2.5 Восстановление эффективности. | 21 |
| 2.3 Исследование ННК на основе <i>GaAs/AlGaAs</i> | 21 |
| 2.3.1 Описание образцов и метода их получения | 21 |
| 2.3.2 Зонные диаграммы ННК <i>GaAs</i> и <i>GaAs/AlGaAs</i> | 22 |
| 2.3.3 Зависимость эффективности генерации ТГц излучения от времени при возбуждении плазмы в образцах. | 22 |
| 2.3.4 Спад эффективности. | 22 |
| 2.3.5 Восстановление эффективности. | 22 |
| 2.4 Исследование неупорядоченных массивов ННК на основе <i>GaAs</i> | 22 |
| 2.4.1 Описание образцов и метода их получения | 22 |

| | | |
|--|---|----|
| 2.4.2 | Зависимость эффективности генерации ТГц излучения от времени при возбуждении плазмы в образцах. | 23 |
| 2.4.3 | Спад эффективности - экранировка встроенного поля..... | 23 |
| 2.4.4 | Восстановление эффективности..... | 23 |
| 2.5 | Сравнение и анализ динамики носителей в разных образцах.. | 23 |
| ГЛАВА 3 Заключение | | 24 |
| 3.1 | Положения дипломной работы | 24 |
| СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ | | 25 |
| СПИСОК ТЕРМИНОВ | | 26 |
| СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ..... | | 27 |
| ПРИЛОЖЕНИЯ | | 28 |

ГЛАВА 1

Введение

1.1 Актуальность темы работы.

Полупроводниковые наноструктуры в виде свободно стоящих полупроводниковых нитевидных нанокристаллов (ННК), а так же отдельные ННК, являются одними из наиболее перспективных объектов для применения в нанoeлектронике, нанoфотонике, а так же во многих других областях науки и техники. Так ННК используются для создания сверхчувствительных фотодиодов [1], транзисторов сверхвысокой плотности [2], эмиттеров излучения видимого диапазона волн [3] и ТГц диапазона [4].

Огромная перспективность таких нанообъектов и структур на их основе обусловлена рядом уникальных электрических и оптических свойств. При создании метаповерхностей на основе свободно стоящих ННК, характерные размеры которых порядка 100 нм в диаметре и 1 мкм по высоте, получаютcя структуры с огромным по сравнению с объемными материалами соотношением площади поверхности к объему. В работе [4] было показано, что генерация ТГц излучения от упорядоченного массива ННК на основе *GaAs* может быть практически в два раза эффективнее, чем от *InAs* - объемного полупроводникового материала, который обладает наибольшей эффективностью генерации ТГц излучения. Такая высокая эффективность обусловлена именно тем, что соотношение площади поверхности к объему у таких структур значительно выше, чем у объемных материалов.

При создании структур описанных в предыдущем параграфе, первостепенную важность занимает изучение вопроса влияния формы материала и ее размеров на динамику носителей заряда. Например, при значительном увеличении отношения площади поверхности к объему увеличивается вклад поверхностной рекомбинации носителей в материале. Таким образом время жизни электронов и дырок в наноструктурах на основе свободно стоящих полупроводниковых ННК может существенно отличаться от времени жизни в соответствующем объемном полупроводнике. Исследование этих отличий является основной задачей, которую необходимо решить перед тем, как использовать подобные материалы

в качестве основы для базовых элементов наноэлектроники и нанофотоники.

Кроме того необходимо учитывать, что в полупроводниковых ННК при диаметрах порядка десятка нанометров и меньше и при концентрации $\geq 10^{17} \text{см}^{-3}$ процессы переноса в статических внешних полях описываются только продольной составляющей квазиимпульса, как это имеет место в чисто одномерном ($1D$) случае. Динамика носителей заряда в таких структурах существенно отличается от динамики в объемных материалах. Например, в таких низкоразмерных системах как тонкие ННК, экранирование внешнего электромагнитного поля носит качественно иной характер, чем в объемных полупроводниках. Заряды, которые экранируют внешнее электромагнитное поле во всем пространстве, сами ограничены в своем движении одной линией. В связи с этим, эффективность экранирования в одномерных и квазиодномерных ННК значительно ниже, чем в случае трехмерных систем. Кроме того, как показано в [5], в одномерных структурах процессы релаксации происходят по диффузионному закону, а дрейф носителей вносит лишь небольшую поправку в эффективный коэффициент диффузии. В то же время в трехмерном случае релаксация заряда в основном определяется дрейфовыми процессами.

1.2 Транспорт, релаксация и рекомбинация носителей в ННК.

В связи с высокой значимостью изучения временных характеристик носителей заряда и их транспорта в полупроводниковых ННК для различных областей науки и техники, на текущий момент представлено немало работ посвященных этой тематике.

1.2.1 Время жизни и подвижность носителей заряда в полупроводниковых ННК.

На сегодняшний день многие научные группы изучают электрооптические свойства ННК на основе различных материалов. Так, значительный вклад в изучение влияния структуры полупроводниковых ННК, выращенных методом газофазной эпитаксии, на время жизни фототока и подвижность носителей в них сделали авторы [6]. В своей работе они пользуясь методом Optical-pump

terahertz-probe spectroscopy измеряли ТГц проводимость и показали что ННК на основе $GaAs$ покрытие шубой $AlGaAs$ (материалом с более широкой запрещенной зоной) уменьшает плотность поверхностных ловушек до 82% тем самым увеличивая проводимость. Кроме того, им удалось установить, что двухтемпературный режим роста ННК на основе $GaAs$ почти удваивает подвижность носителей в ННК и втрое увеличивает время жизни свободных носителей.

В их работе исследованы образцы четырех типов, СЭМ фотография и схематичное изображение которых приведены на Рис. 1.1



Рисунок 1.1 — СЭМ фотография образцов и их схематичное изображение. Рисунок взят из статьи [6]

Первые три типа были выращены при двухтемпературном режиме: nw1-C - обычные ННК на основе $GaAs$, nw2-CS - ННК на основе $GaAs$ с шубой $AlGaAs$ толщиной ~ 30 нм, а на образце nw3-CSS поверх шубы $AlGaAs$ был еще нанесен тонкий слой $GaAs$ примерно 5 нм. Четвертый образец nw4-DCSS по структуре такой же как nw3-CSS, но выращен при однотемпературном режиме и поэтому подвержен двойниковому дефекту плотности.

Эксперимент показал, что покрытие шубой *AlGaAs* ядра ННК на основе *GaAs* увеличивает время жизни фотопроводимости примерно в четыре раза, кроме того, было установлено, что двухтемпературный режим роста ННК увеличивает время жизни фотопроводимости на значительную величину. Для того чтобы оценить это время авторы использовали простую одноэкспоненциальную модель $\Delta E(\tau)/E = A \exp(-\tau/\tau_c)$. Но такая модель не дала им возможность оценить вклад бездефектного роста и в то же время воздействие верхнего слоя (*AlGaAs*). Чтобы установить влияние типа роста ННК и его структуры была предложена следующая модель:

$$\begin{cases} \frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau_{intrinsic}} - \frac{N}{\tau_{NW}} - \gamma NT \\ \frac{dT}{dt} = -\gamma NT \\ \text{Начальные условия: } N(0) = N_i, T(0) = T_i \end{cases} \quad (1.1)$$

Где N - плотность свободных носителей заряда, а T плотность свободных уровней ловушек. Первый член в уравнении для изменения плотности в единицу времени - это член отвечающий за объемную рекомбинацию проходящую за время $\tau_{intrinsic} = 3$ нс. Второй член в этом уравнении учитывает вклад ненасыщенной рекомбинации, которая возникает только в ННК. Третий член описывает захват заряда и рекомбинацию на поверхностных ловушках с коэффициентом связи γ , так же третий член - это скорость, с которой убывает концентрация поверхностных незанятых состояний ловушек. Подобранные параметры для уравнения 1.1 согласующиеся с экспериментальными измерениями позволили определить вклад типа роста и поверхностного слоя с большей шириной запрещенной зоны, эти параметры приведены в таблице 1.1. В этой таблице $\tau_{NW[1T]}$ это время

Таблица 1.1 — Таблица параметров из работы [6]

| Параметр | Значение |
|----------------------|--|
| γ | $1.62 * 10^{-7} \text{ см}^3\text{с}^{-1}$ |
| $\tau_{NW[1T]}$ | 10.2 пс |
| $\tau_{NW[2T]}$ | 28.2 пс |
| $T_{i[CS]}/T_{i[C]}$ | 0.182 |

про которое говорилось выше, но применительно к ННК выращенным одно-

температурным методом, а $\tau_{NW[2T]}$ для двухтемпературного. $T_{i[CS]}$ и $T_{i[C]}$ это изначальная концентрация ловушек для ННК покрытых шубой и образцов типа nw1-C. По определенным параметрам 1.1 авторы [6] сделали вывод о том, что покрытие шубой $AlGaAs$ ядра ННК на основе $GaAs$ уменьшает концентрацию свободных уровней поверхностных ловушек, а так же о том, что время жизни фотопроводимости увеличивается при уменьшении двойниковых дефектов в ядре ННК.

Кроме времени жизни фотопроводимости в этой работе так же была оценена подвижность свободных носителей заряда во всех четырех типах ННК. Для этого экспериментально были измерены спектры фотопроводимости в ТГц области для каждого из четырех типов образцов. После чего экспериментальные данные были аппроксимированы уравнением для фотоиндуцированной проводимости, учитывающем вклад отклика свободных друдевских носителей и поверхностных плазмонов $\Delta\sigma = (\sigma_{Drude} + \sigma_{Plasmon})$.

$$\begin{cases} \sigma_{Drude} = \frac{iN_d e^2 \omega}{m(\omega^2 + i\omega\Gamma)} \\ \sigma_{Plasmon} = \frac{iN_p e^2 \omega}{m(\omega^2 - \omega_0^2 + i\omega\Gamma)} \end{cases} \quad (1.2)$$

Здесь N_d и N_p представляют концентрацию свободных носителей в друдевской моде и в плазмонной соответственно, а ω_0 это плазменная частота и Γ - это обратное время релаксации электрона по импульсу. Определив с помощью аппроксимации экспериментальных данных моделью 1.2 коэффициента γ , можно оценить подвижность $\mu = \frac{e}{m\Gamma}$. Для каждого типа образцов подвижность приведена в таблице 1.2. Из этих данных следует, что двухтемпературный рост вдвое

Таблица 1.2 — Таблица оценки подвижности на основе данных работы [6]

| тип ННК | Подвижность $\text{см}^2/(\text{Вс})$ |
|----------|---------------------------------------|
| nw1-C | 1850 |
| nw2-CS | 1650 |
| nw3-CSS | 2250 |
| nw4-DCSS | 1200 |

увеличивает проводимость для ННК на основе $GaAs$ покрытых шубой $AlGaAs$

и тонким слоем $GaAs$. Кроме того, видно, что вообще говоря подвижность электронов различна в ННК покрытых шубой и обычных ННК. Первое объясняется тем, что при двутемпературном росте ННК значительно менее подвержены двойниковым дефектам. Второе, по предположению авторов [6] вызвано адсорбцией кислорода из ядра ННК $GaAs$ в шубу $AlGaAs$, при этом процессе адсорбция кислорода приводит к увеличению подвижности зарядов.

Таким образом, авторы продемонстрировали один из способов изучения сверхбыстрой динамики носителей заряда в ННК на основе полупроводниковых материалов и получили интересные научно-практические результаты о способах изготовления ННК. Но в их работе нет никакой оценки того, как на подвижность носителей заряда в ННК могут влиять безызлучательные ионизованные центры.

1.2.2 Вклад безызлучательных ионизованных центров в электрическую проводимость в ННК.

В работе [7] экспериментально продемонстрировано то, что в ННК на основе $GaAs$, выращенных методом газофазной эпитаксии, в транспорт носителей существенный вклад вносит механизм транспорта за счет ловушек. Авторы определили, что в отличие от тонких пленок на основе $GaAs$, в ННК на основе того же материала на транспорт оказывает существенно большее влияние дефекты в объеме. По их предположению это происходит в связи с тем, что поверхностные состояния в ННК на основе $GaAs$ полностью обедняют объем нанопровода, что позволяет ловушкам даже при небольшой плотности влиять на транспорт носителей.

Чтобы получить больше информации о том, как именно влияют безызлучательные ионизованные центры на транспорт носителей в ННК и какой вклад носит процесс захвата носителей заряда на уровни этих центров, метода использованного в [7] недостаточно. Для этих целей лучше подходит метод optical-pump terahertz generation-probe time-domain spectroscopy, который будет описан в основной части.

1.3 Генерация ТГц излучения

Метод, optical-pump terahertz generation-probe time-domain spectroscopy, который применяется в данной работе основан на генерации и детектировании ТГц излучения возбуждаемого фемтосекундным оптическим импульсом от образца, в котором помимо прочего возбуждается неравновесная электронная плазма. Поэтому в этой работе необходимо описать способы генерации импульсов ТГц излучения под действием фемтосекундных оптических импульсов.

1.3.1 Генерация импульсного ТГц излучения, как процесс оптического выпрямления

В средах с оптической нелинейностью второго порядка $\chi^{(2)}$ возможен процесс оптического выпрямления, когда под действием монохроматического оптического излучения, в среде возникает поляризация на нулевой частоте.

$$P_i^{(2)}(0) = \chi_{i,j,k}^{(2)}(\omega - \omega)E_j(\omega)E_k(\omega)^* \quad (1.3)$$

При распространении лазерного импульса, распространяющегося в среде с квадратичной нелинейностью будут возникать компоненты электрического поля, наведенного поляризацией вида 1.3

$$\Delta E_i(\vec{r}, t) - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E_i(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_i^{(2)}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (1.4)$$

где ε - диэлектрическая проницаемость среды, $P(2)$ - нелинейная поляризация, наведенная лазерным импульсом. Преобразование Фурье от 1.4 дает

$$\Delta \tilde{E}_i(\vec{r}, \Omega) - \frac{\varepsilon(\Omega)\Omega^2}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}_i(\vec{r}, \Omega)}{\partial t^2} = -\frac{4\pi\Omega^2}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{P}_i^{(2)}(\vec{r}, \Omega)}{\partial t^2} \quad (1.5)$$

где Ω - разностная частота (частота генерируемой волны), $\tilde{E}_i(\vec{r}, \Omega)$ - комплексная амплитуда компоненты электрического поля на разностной частоте, а $\tilde{P}_i^{(2)}(\vec{r}, \Omega)$ - комплексная амплитуда нелинейной поляризации вида 1.3

Из уравнения 1.5 видно, что излучение будет возникать на тех частотах, на которых соответствующая им комплексная амплитуда $\Omega^2 \tilde{P}_i^{(2)}(\vec{r}, \Omega)$, отлична от



Рисунок 1.2 — Амплитуда $\Omega^2 \tilde{P}_i^{(2)}(\vec{r}, \Omega)$ для фемтосекундного лазерного импульса длительностью 120 фс.

нуля. Для фемтосекундного, гаусовского по времени лазерного импульса длительностью 2τ можно получить, что $\Omega^2 \tilde{P}_i^{(2)}(\vec{r}, \Omega) \sim \Omega^2 \text{Exp}\left(-\frac{\Omega^2}{(2/\tau)^2}\right)$ График этой функции представлен на 1.2

К примеру, для фемтосекундного лазерного импульса, длительностью 120 фс, максимум этой функции приходится на частоту ~ 20 ТГц, а на частоте 1 ТГц значение функции составляет приблизительно 0.5% от максимума.

Таким образом, в нелинейно-оптических кристаллах с оптической нелинейностью второго порядка возможна генерация ТГц импульсов под действием фемтосекундного лазерного излучения.

1.3.2 Движение свободных носителей заряда в полупроводнике, индуцированное фемтосекундным лазерным импульсом, как источник ТГц излучения

Если энергия фотонов лазерного импульса больше ширины запрещенной зоны E_g полупроводника, то при падении лазерного излучения на поверхность полупроводникового кристалла, происходит возбуждение электронов, сопровождающееся переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости, в результате в поверхностном слое кристалла увеличивается концентрация свободных носителей, за счет возникающих под действием света электронно-дырочных

пар. Однако помимо процесса генерации свободных носителей, происходит излучательная и безызлучательная рекомбинация электронно-дырочных пар, а также постоянная диффузия свободных носителей. Таким образом, при постоянной интенсивности падающего лазерного излучения устанавливается постоянная во времени концентрация свободных носителей вблизи облучаемой поверхности кристалла.

Если длительность лазерного импульса много меньше времени релаксации населенности зоны проводимости, обусловленной рекомбинацией электронно-дырочных пар, то при падении импульсов на поверхность полупроводника, от импульса к импульсу происходят резкие всплески концентрации свободных носителей с дальнейшей релаксацией населенности зоны проводимости.

В отсутствии внешнего электрического поля, возможны несколько механизмов генерации ТГц излучения, вызванной движением носителей заряда в полупроводнике.

В некоторых полупроводниках около поверхности возникает направленное перпендикулярно поверхности электрическое поле. Поверхностное поле является результатом изменения границ зон электронных уровней вблизи поверхности. На 1.3 изображена зонная структура кристалла *GaAs* электронных энергетических уровней вблизи поверхности полупроводника. При фотовозбуждении поверхностного слоя полупроводника, собственное электрическое поле, направленное перпендикулярно к поверхности, приводит в движение индуцированные светом свободные носители заряда. Таким образом, после начала импульса в поверхностном слое возникают сильнозатухающие колебания плазмы, которые и излучают электромагнитные волны в ТГц диапазоне. При использовании лазерных импульсов с длительностью порядка 100 фс, максимум спектральной плотности излучения соответствует примерно 1 ТГц.

Амплитуда излученного терагерцового поля $E_{\text{ТГц}}(t)$ в направлении падающего оптического излучения E_T и в направлении отраженного оптического луча E_R в приближении модели диполя Герца в плосковолновом приближении

$$E_R = \eta J \frac{\sin(\theta_1)}{\cos(\theta_1) + \frac{n_2}{n_1} \cos(\theta_2)}; \quad E_T = -\frac{n_1}{n_2} E_R \tan(\theta_2) \quad (1.6)$$

где η - импеданс образца, θ_1 и θ_2 углы отраженного и преломленного излучения, n_1 и n_2 показатели преломления воздуха и образца соответственно, а J -



Рисунок 1.3 — Зонная структура полупроводника *GaAs* *n* типа вблизи поверхности. Ψ_s - поверхностный потенциал

фототок через обедненный слой, зависящий от угла падения оптического излучения, $T(\theta_2)$ - коэффициент пропускания границы раздела сред полупроводник-воздух. Выражение для фототока имеет следующий вид:

$$J = \frac{\mu e}{h\nu} I_{ex} (1 - R(\theta_{ex})) \cos(\theta_{ex}) \int_0^x E_{in}(x) \exp(-\alpha x) dx \quad (1.7)$$

где μ - подвижность носителей, e - заряд электрона, $h\nu$ - энергия оптического кванта, I_{ex} - интенсивность оптического излучения, θ_{ex} - угол падения оптического излучения, $R(\theta_{ex})$ - коэффициент отражения оптического излучения от поверхности образца, E_{in} - напряженность поверхностного электрического поля, α - коэффициент линейного поглощения оптического излучения.

Второй, важный механизм генерации ТГц излучения от полупроводниковых материалов в результате движения свободных носителей заряда, индуцированного фемтосекундным лазерным импульсом - это генерация ТГц излучения в результате амбиполярной диффузии. Колебания плазмы под действием коротких световых импульсов в отсутствие поверхностного поля возникают в результате разной скорости диффузии электронов и дырок в полупроводнике.

В большинстве полупроводников электроны имеют больший коэффициент диффузии, чем дырки. Поэтому после фотовозбуждения электроны диффундируют дальше вглубь полупроводника, создав тем самым диполь перпендикуляр-

ный поверхности полупроводника. Возникает электрическое поле (поле Дембера), вызывающее последующие сильнозатухающие колебания плазмы. При таком механизме генерации изменение типа легирования не влияет на знак генерируемого терагерцового поля $E_{\text{ТГц}}(t)$

1.3.3 Генерация ТГц излучения в ННК

В работе [4] исследованы механизмы генерации ТГц импульсов от массивов ННК при их фотовозбуждении фемтосекундными лазерными импульсами и установлено, что генерируемое ТГц излучение является результатом движения носителей в ННК, в частности установлено, что генерация ТГц излучения в ННК на основе *GaAs* n типа и имеющих *Au* слой на вершине, обусловлена сонаправленными дрейфовым и диффузионным токами, а генерация ТГц излучения в таких же ННК но р типа, связана с разнонаправленными дрейфовым и диффузионным токами. Исследуемые образцы представляли собой массивы ННК, которые были выращены на подложке *GaAs* ориентации (111) методом молекулярно пучковой эпитаксии с наночастицами золота в качестве катализатора.

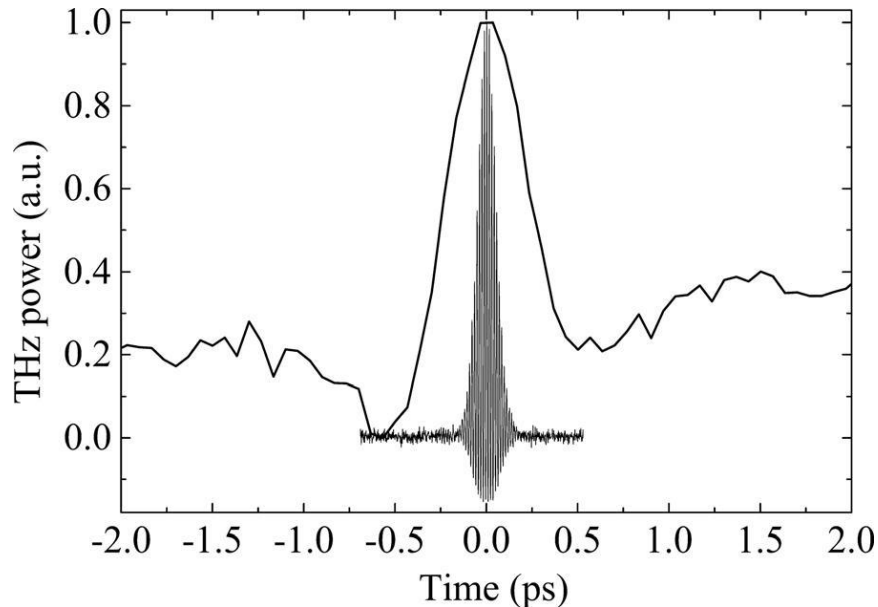


Рисунок 1.4 — Сравнение автокорреляционной функции ТГц импульса от ННК и фемтосекундного импульса, который использовался для фотовозбуждения образцов. График из статьи [4].

Для того, чтобы установить какие процессы в образцах отвечают за генерацию ТГц излучения, авторы измерили автокорреляционную функцию ТГц импульса. Оказалось, что при фотовозбуждении образцов фемтосекундными импульсами длительностью 90 фс при длине волны 800 нм, ширина автокорреляционного пика равна примерно 600 фс. На 1.4 приведено сравнение фемтосекундного импульса и зарегистрированной автокорреляционной функции ТГц импульса. Из этого сравнения понятно, что генерация ТГц импульса от образцов ННК исследованных в работе происходит не за счет оптического выпрямления фемтосекундного импульса накачки. Так как при этом этом механизме генерации длительность ТГц импульса сопоставима с длительностью возбуждающего оптического импульса.

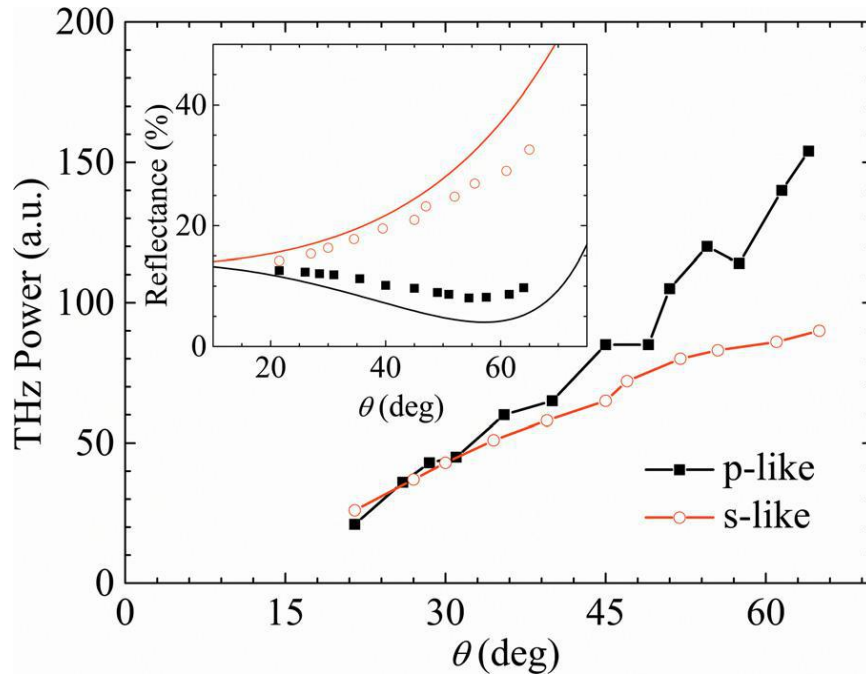


Рисунок 1.5 — Угловая зависимость коэффициента отражения для s и p поляризации от ННК и от объемного *GaAs* на вставке. График из статьи [4].

Таким образом установлено, что источником генерации ТГц импульсов от ННК, исследуемых в данной работе, является движение свободных носителей заряда в полупроводнике, индуцированное фемтосекундным оптическим импульсом. Чтобы выяснить, что источник ТГц импульсов - это движение носителей именно в ННК, а не в подложке, которая тоже на основе *GaAs*, авторы работы измерили угловую зависимость коэффициента отражения ТГц излучения для s и p поляризации. На графике 1.5 видно, что угловая зависимость

коэффициента отражения от образцов не является Фринелевской, то есть отражение происходит не так, как от объемного *GaAs*. Это свидетельствует о том, что регистрируемое в экспериментах ТГц излучение результат дрейфового и диффузионного движения носителей именно в ННК, а не в *GaAs* подложке.

Так как именно движение свободных носителей и именно от ННК является источником ТГц излучения, при фотобуждении образцов, то зарегистрировав и проанализировав его можно понять, что происходит с носителями, как происходит их транспорт и их рекомбинация, а так же, каково время релаксации электрона по импульсу, а значит и их подвижность. Эта идея лежит в основе метода optical-pump terahertz generation-probe time-domain spectroscopy, но кроме оптического импульса используемого для генерации ТГц излучения используется еще один оптический импульс для генерации неравновесной плазмы носителей в ННК. Подробно этот метод описан в основной части.

ГЛАВА 2

Основная часть

Далее речь пойдет о данной работе. Первое о чем будет рассказано - схема установки и описание экспериментального метода изучения динамики носителей в ННК. Динамикой в общем случае будем называть . . .

2.1 Описание метода и схема установки

Ссылочка На статью, где впервые описан этот метод и его описание

Схема, ссылка на приложение, в котором описаны характеристики элементов, используемых в схеме.

2.2 Исследование ННК на основе $GaAs$

2.2.1 Описание образцов и метода их получения

Метод газофазной эпитаксии, ссылка на статью и короткое описание
Ориентация $GaAs$, получившиеся образцы, фото СЭМ

2.2.2 Зонная диаграмма ННК $GaAs$ и $GaAs/AlGaAs$

2.2.3 Зависимость эффективности генерации ТГц излучения от времени при возбуждении плазмы в образцах.

Типичный вид динамики

Динамика, для упорядоченных образцов, при разной мощности накачки

Характерные участки (короткая и длинная динамика)

2.2.4 Спад эффективности - экранировка встроенного поля

2.2.5 Восстановление эффективности

2.3 Исследование ННК на основе $GaAs/AlGaAs$

2.3.1 Описание образцов и метода их получения

Метод газофазной эпитаксии, ссылка на статью и короткое описание

Ориентация $GaAs$, получившиеся образцы, фото СЭМ

2.3.2 Зонные диаграммы ННК $GaAs$ и $GaAs/AlGaAs$

2.3.3 Зависимость эффективности генерации ТГц излучения от времени при возбуждении плазмы в образцах.

Типичный вид динамики

Динамика, для упорядоченных образцов, при разной мощности накачки

Характерные участки (короткая и длинная динамика)

2.3.4 Спад эффективности.

2.3.5 Восстановление эффективности.

2.4 Исследование неупорядоченных массивов ННК на основе $GaAs$

2.4.1 Описание образцов и метода их получения

Метод газофазной эпитаксии, ссылка на статью и короткое описание

Ориентация $GaAs$, получившиеся образцы, фото СЭМ

2.4.2 Зависимость эффективности генерации ТГц излучения от времени при возбуждении плазмы в образцах.

Типичный вид динамики

Динамика, для упорядоченных образцов, при разной мощности накачки

Характерные участки (короткая и длинная динамика)

2.4.3 Спад эффективности - экранировка встроенного поля

2.4.4 Восстановление эффективности

2.5 Сравнение и анализ динамики носителей в разных образцах

Объяснение разницы в динамике

ГЛАВА 3

Заключение

3.1 Положения дипломной работы

Все что удалось узнать, но в виде выражений и емких утверждений.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

СПИСОК ТЕРМИНОВ

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Agarwal R., Lieber C. M. Semiconductor nanowires: optics and optoelectronics //Applied Physics A. – 2006. – Т. 85. – №. 3. – С. 209.
2. Tomioka K., Yoshimura M., Fukui T. A III-V nanowire channel on silicon for high-performance vertical transistors //Nature. – 2012. – Т. 488. – №. 7410. – С. 189-192.
3. Duan X. et al. Single-nanowire electrically driven lasers //Nature. – 2003. – Т. 421. – №. 6920. – С. 241-245.
4. Trukhin V. N. et al. Generation of terahertz radiation in ordered arrays of GaAs nanowires //Applied Physics Letters. – 2015. – Т. 106. – №. 25. – С. 252104.
5. Аверкиев Н.С., Шик А.Я. Контактные явления в квантовых нитях и пористом кремнии//Физика и техника полупроводников. - 1996. - №.2 - С. 199
6. Parkinson P. et al. Carrier lifetime and mobility enhancement in nearly defectfree coreshell nanowires measured using time-resolved terahertz spectroscopy //Nano letters. – 2009. – Т. 9. – №. 9. – С. 3349-3353.
7. Katzenmeyer A. M. et al. Poole-Frenkel effect and phonon-assisted tunneling in GaAs nanowires //Nano letters. – 2010. – Т. 10. – №. 12. – С. 4935-4938.

ПРИЛОЖЕНИЯ