

Форма 503(итог). РАЗВЕРНУТЫЙ НАУЧНЫЙ ОТЧЕТ

Объявленные ранее цели Проекта

1. Синтез упорядоченных и неупорядоченных массивов полупроводниковых нитевидных нанокристаллов на основе соединений АЗВ5. (Буравлев А.Д., Цырлин Г.Э., Штром И.)
2. Синтез ННК с пассивированной поверхностью (GaAs/AlGaAs). (Буравлев А.Д., Цырлин Г.Э., Штром И.)
3. Продолжение исследования ТГц генерации в ННК в условиях резонансного поглощения света в нанокристалле, а также в образцах, представляющих фотонный кристалл. (Мухин И.С., Лукашенко С.Ю., Елисеев А.И.)
4. Продолжение исследований временной динамики изменения эффективности генерации ТГц излучения при возбуждении ННК оптическими фемтосекундными импульсами с целью определения транспортных, релаксационных и рекомбинационных свойств фотовозбужденных носителей заряда в ННК. (Трухин В.Н., Мустафин И.А., Елисеев А.И., Пихтин Н.А., Трухин А.В.)
5. Исследование временной динамики изменения эффективности генерации ТГц излучения при возбуждении пассивированных нанокристаллов оптическими фемтосекундными импульсами с целью определения влияния поверхности нанокристалла на транспортные, релаксационные и рекомбинационные свойства фотовозбужденных носителей заряда в ННК. (Трухин В.Н., Мустафин И.А., Елисеев А.И., Пихтин Н.А., Трухин А.В.)

Полученные в ходе выполнения Проекта важнейшие результаты

1. Проведен синтез неупорядоченных массивов полупроводниковых нитевидных нанокристаллов (ННК) на основе GaAs и AlGaAs на подложках GaAs(111)В методами МВЕ и MOVPE. Формирование ННК осуществлялось согласно механизму «пар-жидкость-кристалл» с использованием золота в качестве катализатора. Диаметр нанопроводов, полученных методом МВЕ, составлял 20-60 нм, длина – 300-1500 нм. С помощью селективного роста методом MOVPE были синтезированы упорядоченные массивы ННК GaAs на подложках GaAs р и n-типа проводимости с кристаллографической ориентацией (111). Также были синтезированы ННК с пассивацией поверхности нанокристалла слоем AlGaAs. Фактический диаметр нанопроводов составлял 80 нм и 160 нм. Размеры упорядоченного массива нанопроводов с заданной плотностью составляли 200х200 мкм. На рисунке 1 и 2 представлены изображения неупорядоченных и упорядоченных массивов ННК, выполненные с помощью растровой электронной микроскопии.

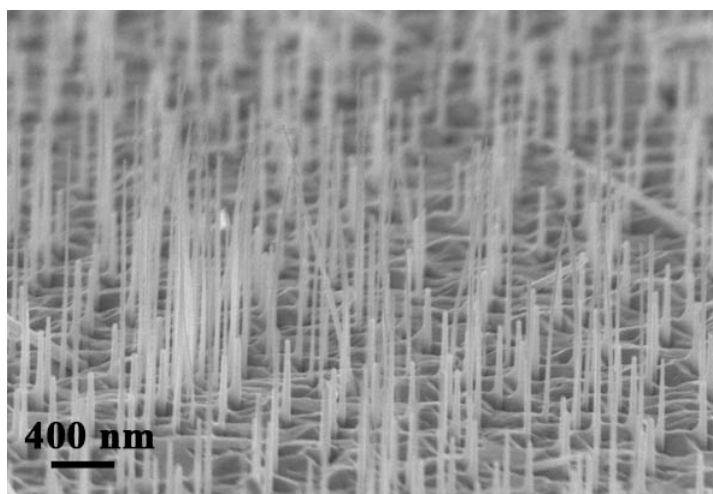


Рисунок 1. Изображение ансамбля ННК AlGaAs, полученные методом растровой электронной микроскопии (РЭМ).

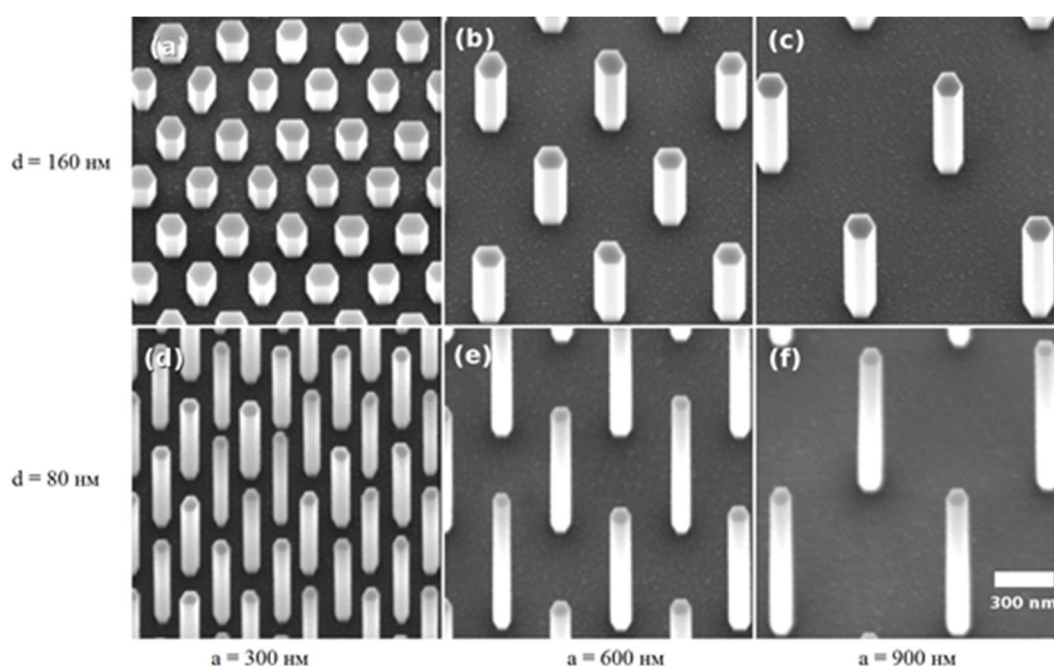


Рис. 2. СЭМ - изображения массивов ННК под углом 20° . Верхний ряд (a-c) – диаметр ННК составляет 160 нм, нижний ряд (d-f) – 80 нм. Расстояние между ННК: массивы a, d – 300 нм; b, e – 600 нм; c, f – 900 нм.

2. Разработана и создана экспериментальная установка, для проведения исследований с помощью метода optical-pump terahertz generation-probe time-domain spectroscopy. Разработано и создано специализированное программное обеспечение для управления оптическими элементами, ввода и обработки регистрируемых сигналов с помощью персонального компьютера.

3. Проведены исследования процессов генерации терагерцового излучения, обусловленных движением носителей заряда в полупроводниковых ННК

(неупорядоченные массивы) на основе GaAs и AlGaAs.

Исследования угловых и поляризационных зависимостей терагерцового поля, а также соответствующих зависимостей коэффициента отражения оптических импульсов показали, что основной вклад в генерацию ТГц излучения связан с процессами взаимодействия оптического излучения с ННК. Проведенные исследования генерации ТГц излучения в образцах ННК на основе GaAs n и p-типа проводимости показали, что генерация ТГц излучения в ННК на основе n-GaAs, имеющих Au слой на вершине ННК, обусловлена сонаправленными дрейфовым и диффузионным токами, генерация ТГц излучения в ННК на основе p-GaAs, имеющих Au слой на вершине ННК, связана с разнонаправленными дрейфовым и диффузионным токами. Присутствие Ga слоя на вершине ННК на основе p-GaAs, которое приводит к уменьшению контактного поля, уменьшает эффективность генерации ТГц излучения, которое в этом случае определяется в основном эффектом амбиполярной диффузии. Было показано, что эффективность генерации ТГц излучения в нанопроводах в несколько раз выше, чем от поверхности объемного полупроводника, при этом фактор заполнения поверхности нанопроводами составлял $\sim 1.5\%$. Для ННК на основе AlGaAs были исследованы спектральные зависимости интенсивности ТГц излучения (зависимость от длины волны возбуждающего света) как для ННК на основе AlGaAs, так и для ННК на основе GaAs в зеркальной геометрии (рис.3).

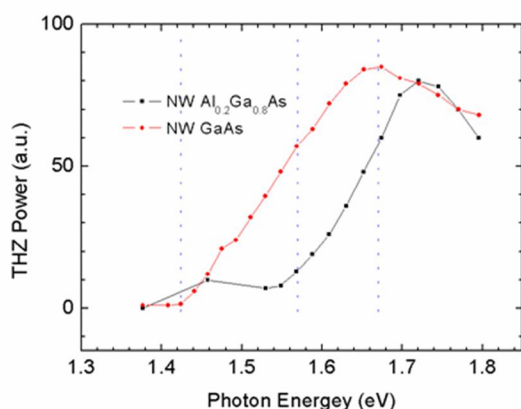


Рис.3. Зависимость средней мощности ТГц излучения от энергии кванта света оптической накачки. Штриховые линии соответствуют энергии запрещенной зоны для объемного GaAs ($E_g = 1.424$ эВ), энергии запрещенной зоны объемного Al_{0.2}Ga_{0.8}As ($E_g = 1.67$ эВ) и начало генерации ТГц излучения от структуры, уровень E_2 ($E_2 \approx 1.57$ эВ).

Данный эксперимент проводился при фиксированном угле = 45 градусов. Отметим, что зависимости имеют значительные отличия. При энергиях фотона накачки ниже 1.57 эВ - мощность ТГц излучения остаётся на уровне шума, но при увеличении энергии квантов света мощность генерации вырастает в более чем 5 раз по сравнению с уровнем шума. На рис.3 приведены энергетические уровни, соответствующие межзонным переходам в GaAs (1.42 эВ) и Al_{0.2}Ga_{0.8}As (1.67 эВ), а также уровень E_2 (1.57 эВ). В ряде работ экспериментально подтверждено, что тип кристаллической решётки AlGaAs нанопроводов меняется с кубической на гексагональную с уменьшением радиуса нанопроводов. Также недавние исследования [1] фотолюминесценции тонких (диаметр 60 нм) нанопроводов из Al_{0.3}Ga_{0.7}As показывают, что пик люминесценции примерно на 100 мэВ ниже, чем для объемного кристалла Al_{0.3}Ga_{0.7}As (у которого кристаллическая структура цинковой обманки). Это объясняется тем, что нанопровода из Al_{0.3}Ga_{0.7}As

такого диаметра представляют из себя смесь фаз кубической и гексагональной кристаллической решётки, и именно поэтому пик фотолюминесценции сдвигается. Наш образец имеет нанопровода такого же диаметра, но со стехиометрическим коэффициентом $x = 0.2$, который ниже, чем в представленной выше работе ($x = 0.3$). Однако, мы считаем, что с достаточной точностью уменьшение эффективной ширины запрещенной зоны кристалла, состоящий из нанокристаллов с кубической и гексагональной решёткой, должен совпадать с нашим случаем, то есть равняться 100 мэВ. Как результат, генерация ТГц в наноструктуре с ННК начинается с меньших энергий, что и наблюдается на рис.3 (уровень E2). Важно отметить, что сдвиг по энергии относительно энергии запрещённой зоны в $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ составляет примерно 100 мэВ, что согласуется с работой по исследованию люминесценции [1]. Немного об так называемом смачивающем слое. Очевидно, что в данном случае он не определяет картину процесса генерации ТГц излучения в ННК на основе AlGaAs . В противном случае, ТГц генерация начиналась бы с уровней возбуждения порядка 1.67 эВ. Исследование эффективности генерации ТГц излучения от мощности оптического импульса показало, что неравновесные электроны и дырки, двигающиеся в контактном поле на вершине ННК и в поле n-p+перехода между нанокристаллом и подложкой, экранируют его, тем самым уменьшая эффективность генерации ТГц излучения. Это динамическое экранирование внутреннего электрического поля неравновесными электронами и дырками приводит к сублинейной зависимости величины амплитуды электрического поля ТГц импульса от интенсивности возбуждения.

3.1 Исследование временной динамики фотовозбужденных носителей заряда в полупроводниковых ННК на основе GaAs.

Динамика носителей заряда исследовалась в образце ННК с высотой более 300 нм. Диаметр этих полупроводниковых нанопроводов меньше или равен 20 нм. Боровский радиус экситона в объемном GaAs составляет 14 нм. Известно, что, если диаметр нанопровода будет меньше двойной величины боровского радиуса экситона, тогда спектр электронных состояний зависит от размерного квантования. Поэтому в таких наноструктурах можно ожидать проявление одномерного транспорта носителей заряда даже при комнатной температуре.

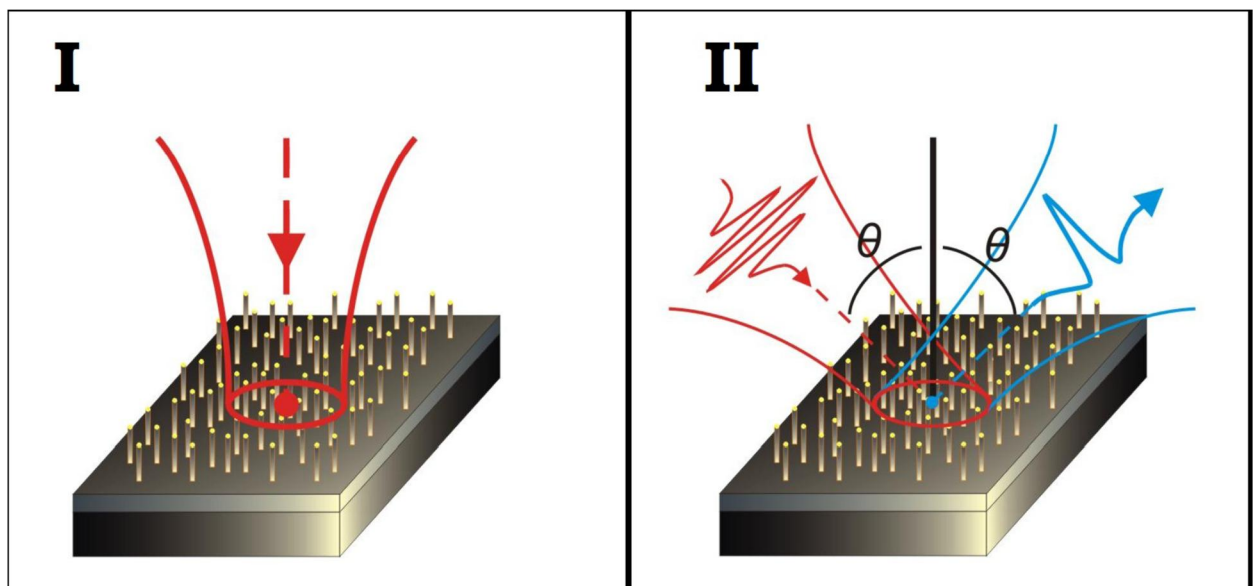


Рисунок 4. Эксперимент «pump-probe»

I — образец нормально облучается оптическим фемтосекундным импульсом, который генерирует неравновесные фотоносители в образце;

II — та же самая область образца облучается под углом $\theta = 45^\circ$ следующим, задержанным по времени относительно первого, импульсом. Мощность излучаемого ТГц импульса детектируется в зеркальной геометрии.

В ходе работы проводилось измерение мощности ТГц излучения генерируемого нанопроводами при дополнительном возбуждении оптическим импульсом в зависимости от времени задержки между двумя импульсами (Рисунок 4). В качестве измерителя мощности использовался оптоакустический преобразователь (ячейка Голя). Осуществлялось измерение средней мощности ТГц излучения генерируемого нанопроводами при возбуждении образца двумя оптическими импульсами накачки в зависимости от задержки между ними. Оба оптических импульсов возбуждения, создавались с помощью расщепления основного оптического импульса. С помощью механического модулятора второй оптический импульс модулировался на частоте 12 Гц и регистрация терагерцового излучения осуществлялась детектором Голя. Сигнал с детектора регистрировался синхронным усилителем, который был синхронизирован с частотой модуляции второго оптического импульса. Интенсивность второго оптического импульса не превышала значений, при которых обеспечивался линейного отклик, т.е. в этой области уровня возбуждения имела линейная зависимость максимальной амплитуды электрического поля ТГц импульса от средней мощности возбуждения. Таким образом, фактически изучалось влияние электронно-дырочной плазмы, сгенерированной первым оптическим импульсом на эффективность генерации ТГц излучения, обусловленную фотоносителями, сгенерированными вторым оптическим импульсом.

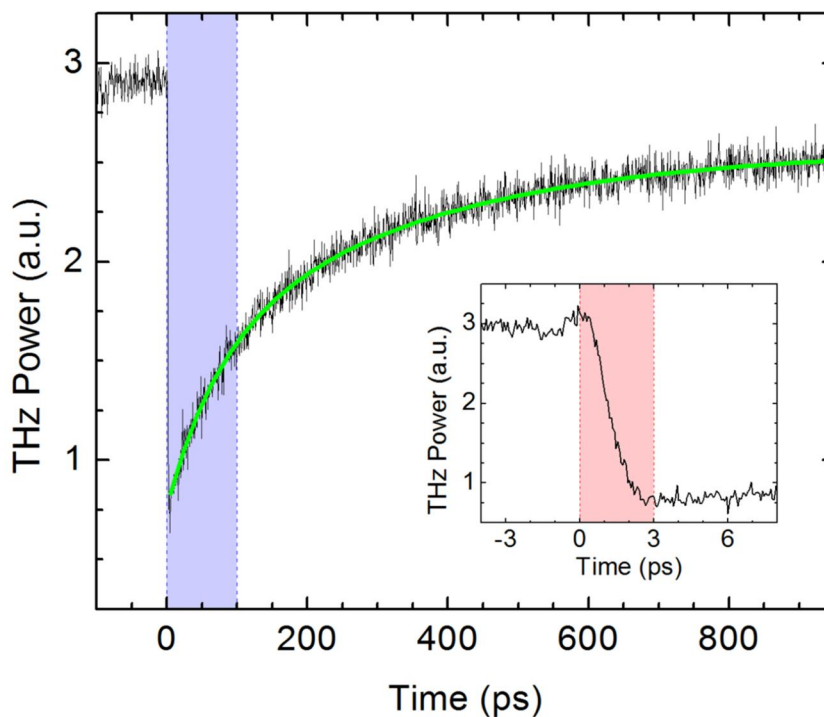


Рисунок 5. Зависимость мощности ТГц излучения от времени задержки между импульсами. Во вставке увеличенная часть около момента совпадения импульсов — 0 на шкале времени

На представленной зависимости (рисунок 5) виден небольшой пик при $t = 0$ пс, соответствующий интерференции обоих импульсов в детекторе- ячейка Голея. В течении следующих 3 пс мощность ТГц излучения стремительно падает, а затем медленно восстанавливается.

Мы полагаем, что резкое падение интенсивности связано со временем экранирования контактного поля и поля n - n^+ перехода между нанокристаллом и подложкой разделёнными электрическими зарядами. Нами были сделаны оценки длины баллистического пролёта горячих фотоносителей вдоль нанопровода и дрейфовая длина носителей в поле. Время релаксации по импульсу было оценено из формулы Друде для проводимости в объёме:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau_p}{m_*} = ne\mu \quad (1)$$

где τ_p — и есть искомая величина. Для чистого GaAs $\tau_p \approx 300$ фс. Тепловая скорость электронов была оценена для длины волны 760 нм и составляет $v_e \approx 1.2 \cdot 10^6$ м/с. Таким образом длина баллистического пролёта горячих фотоносителей составляет $L_{ballist} = \tau_p v_e \approx 360$ нм, что сравнимо с длиной нанопроводов.

Для чистого GaAs $\tau_p \approx 300$ фс. Тепловая скорость электронов была оценена для длины волны 760 нм и составляет $v(e) = 1.2 \cdot 10^6$ м/с. Таким образом длина баллистического пролёта горячих фотоносителей составляет $L_{ballist} = v(e) \cdot \tau_p = 360$ нм, что сравнимо с длиной нанопроводов.

Также была оценена длина, на которую переместились носители в контактном поле за время разделения заряда, то есть за 3 пс. Принимая во внимание, что в столь высоком электрическом поле ($\sim 10^4$ В/см) электроны в GaAs достигают скорости насыщения для объёмного материала $v_{sat} = 1.2 \cdot 10^7$ см/с, то максимальная дрейфовая длина пролёта за время разделения заряда составляет $l = v_{sat} \cdot t = 360$ нм. Как видно, длины баллистического пролёта и дрейфа носителей имеют один порядок, что может быть использовано как подтверждение того, что диффузионный и дрейфовый токи имеют сравнимые вклады при генерации от GaAs нанопроводов. Последующее восстановление эффективности генерации ТГц излучения обусловлено захватом носителей заряда, перезарядки емкости барьера Шоттки и рекомбинации носителей, которые происходит в два этапа. Первый этап этого восстановления происходит быстро, в основном за счет захвата носителей заряда, перезарядки емкости барьера Шоттки, и проявляется когда интенсивность первого оптического импульса высокая и, соответственно, высокая плотность носителей заряда, тогда как дальнейшее восстановление мощности ТГц в основном связаны с носителем безызлучательной рекомбинацией. Продолжительность первого этапа составляет около 72 пс в рассматриваемом случае. При низкой интенсивности первого оптического импульса, первая стадия отсутствует и есть медленное восстановление ТГц мощность со временем в течение 3 нс, которое близко ко времени жизни носителей в GaAs. Отметим, что если бы происходил захват носителей заряда на поверхностные уровни, то при небольшой концентрации неравновесных носителей заряда начального резкого и сильного падения терагерцовой генерации не было бы и восстановление генерации происходило быстро. Время жизни носителей заряда в GaAs NW, когда имеется безызлучательная

рекомбинация обусловленная захватом на поверхностные уровни составляет 1 пс [2]. Таким образом, наблюдаемая в эксперименте динамика носителей заряда, возможна, обусловлена тем фактом, что транспорт носителей заряда происходит в одномерной структуре.

3.2 Исследование временной динамики фотовозбужденных носителей заряда в полупроводниковых ННК на основе AlGaAs.

Динамика неравновесных носителей заряда была исследована с помощью метода optical-pump terahertz generation-probe time-domain spectroscopy. Результаты приведены на рисунке 6.

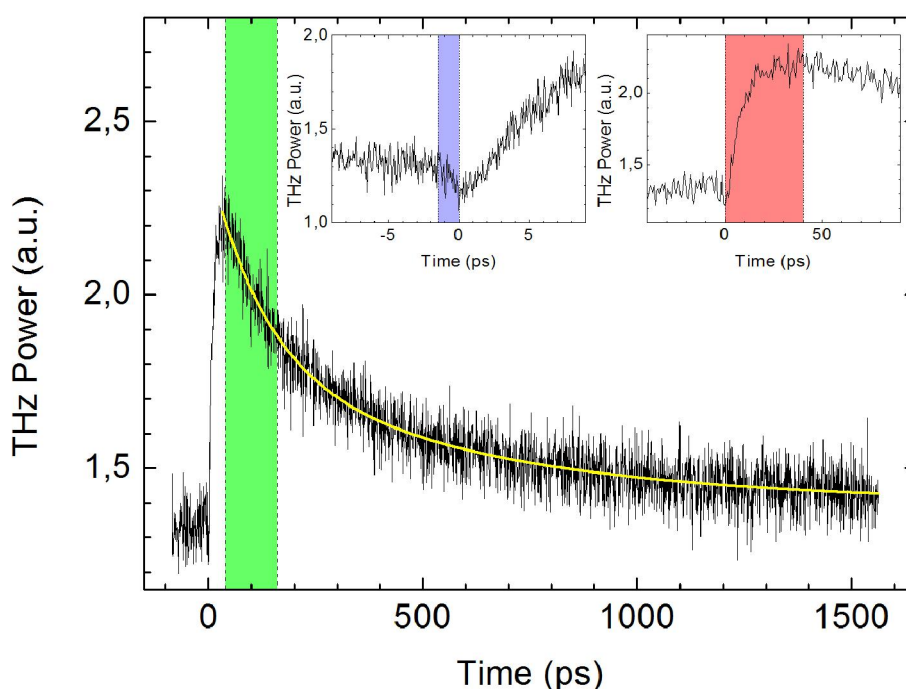


Рисунок 6. Зависимость средней мощности ТГц излучения от времени задержки между оптическими импульсами

На представленной зависимости энергии ТГц излучения (рисунок 6) виден резкий пик при временном совмещении оптических импульсов возбуждения и последующее восстановление эффективности генерации ТГц излучения к первоначальному значению. На двух вставках представлены более подробные временные зависимости вблизи момента временного совмещения оптических импульсов. На левой вставке виден небольшой спад энергии ТГц излучения на временах порядка 1 пс. Мы полагаем, что это падение энергии ТГц излучения связано с процессом экранирования контактного поля неравновесными электронами и дырками, разделяющимися в этом электрическом поле. Контактное поле образовано за счет формирования барьера Шоттки в области контакта между металлической шапкой Au и полупроводником AlGaAs. Точно определить время экранирования контактного поля невозможно, так как одновременно происходит процесс, который приводит к росту эффективности генерации ТГц излучения. На правой вставке хорошо виден этот рост, который происходит за временной интервал порядка 30 пс. Рост эффективности генерации ТГц излучения может происходить вследствие ряда причин.

Одна из них может быть обусловлена ростом времени релаксации носителей заряда по импульсу, т.е. увеличения подвижности носителей заряда. Другая причина может определяться ростом времени жизни неравновесных носителей заряда. Для уточнения природы наблюдаемого явления, были проведены измерения волновых форм терагерцового импульса с помощью созданной установки optical-pump terahertz generation-probe time-domain spectroscopy.

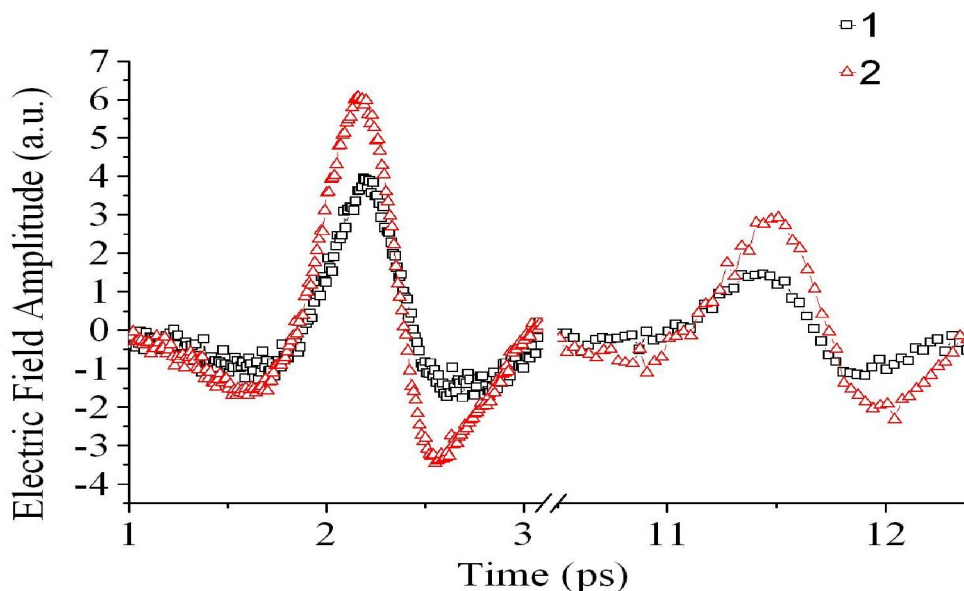


Рисунок 7. Волновые формы ТГц импульса

1 – отсутствует возбуждение электронно-дырочной плазмы первым оптическим импульсом;

2 – второй оптический импульс задержан относительно первого на 30 пс

На рисунке 7 приведены две волновые формы терагерцового импульса: первая при отсутствии возбуждения первым оптическим импульсом, вторая - для временной задержки 30 пс первого оптического импульса относительно второго, когда наблюдается максимальная эффективность ТГц генерации. Также на рисунке 7 кроме основного ТГц импульса мы видим ТГц импульс, связанный с отражением терагерцового излучения от задней поверхности исследуемого образца. Видно, что создание дополнительной электронно-дырочной плазмы, сдвигает основной терагерцовой импульс по времени на величину порядка 30 фс в отрицательную область по отношению к терагерцовому импульсу, сгенерированного без создания этой электронно-дырочной плазмы, а ТГц импульс переотражения сдвигается в положительную область временной шкалы. Отметим, что детальное исследование сдвижки волновых форм ТГц импульса, показывает ее увеличение с ростом временной задержки первого оптического импульса относительно второго (до значения порядка 30 пс) и последующее ее уменьшение. Такое изменение фазы ТГц импульса не возможно объяснить за счет характерных изменений фазы при самом процессе генерации, которое имеет положительное значение как при росте времени жизни носителей заряда, так и при уменьшении их частоты столкновений [3]. Этот результат можно объяснить, если принять во внимание характерные изменения фазы при прохождении и отражении ТГц импульса через границу между поглощающейся и непоглощающейся средами. Действительно, прохождение монохроматической плоской электромагнитной волны через такую границу приводит к изменению фазы волны φ

$$\operatorname{tg} \varphi \approx -\frac{\alpha c \cos \theta}{2 \omega(1+n \cos \theta)} \quad (2)$$

где α - коэффициент поглощения ТГц волны с частотой ω , n - показатель преломления, θ - угол выхода электромагнитной волны в непоглощающей среде и c – скорость света в вакууме. Соотношение (2) получено в приближении $\frac{\alpha c}{2 \omega} < n$. Из (2) видно, что фаза при

учете поглощения ТГц волны электронно-дырочной плазмой имеет отрицательное значение и определяется величинами α и n , которые зависят от времени релаксации носителей по импульсу τ_p и их концентрации. Можно показать, что коэффициент поглощения будет расти, а показатель преломления уменьшаться с увеличением времени релаксации носителей заряда по импульсу при условии $\omega < 1/\tau_p$, которое выполняется для данных экспериментальных условий. Таким образом, экспериментальные результаты (увеличение эффективности генерации ТГц излучения, изменение фазы ТГц импульса) можно объяснить, если принять во внимание первую причину, обсуждаемую ранее, а, именно, увеличение времени релаксации носителей по импульсу.

Как уже отмечалось, исследуемые ННК представляют из себя смесь фаз кубической и гексагональной кристаллической решётки, и поэтому на границах нанокристаллов возможно будут образовываться безизлучательные центры захвата, которые в зависимости от степени заполнения будут влиять на подвижность носителей заряда. Также подобные безизлучательные центры захвата могут находиться как в нанокристаллах, так и на поверхности ННК. Таким образом, процесс, приводящий к росту эффективности генерации ТГц излучения, по-видимому, обусловлен захватом носителей заряда на безизлучательные центры. При их заполнении подвижность носителей заряда увеличивается и по соответствующей зависимости (правая вставка рисунок 6) можно оценить время захвата на безизлучательный центр, который составляет величину порядка 20 пс.

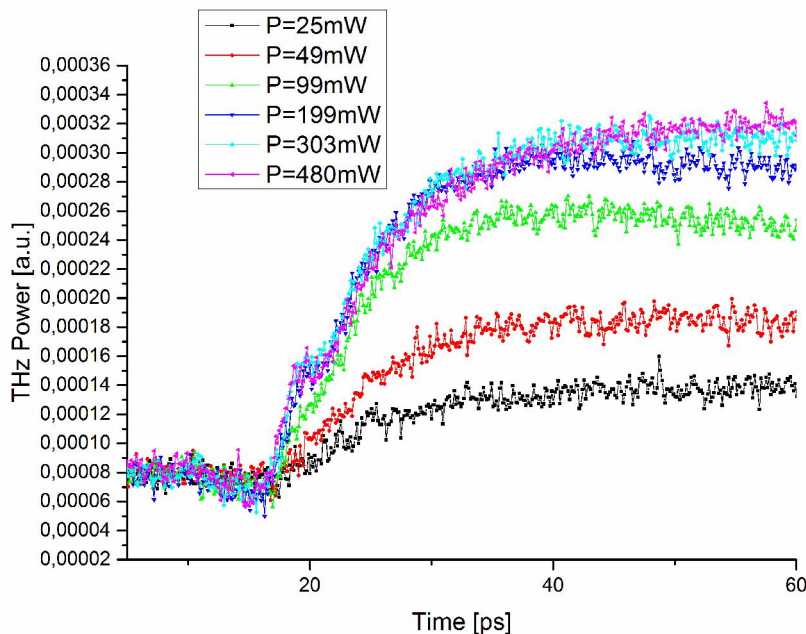


Рис.8. Временная зависимость средней мощности ТГц излучения при различных уровнях возбуждения.

На рис.8 представлены временные зависимости энергии ТГц излучения для различных уровней возбуждения. Насыщение роста наблюдается при интенсивности возбуждения порядка 200 мВт. Рост эффективности генерации ТГц излучения происходит за счет

захвата носителей заряда на безызлучательные центры. При их заполнении подвижность носителей заряда увеличивается и по соответствующей зависимости можно оценить время захвата на безызлучательный центр, а по уровню интенсивности возбуждения при которой происходит насыщение роста - концентрацию безызлучательных центров. Время захвата составляет величину порядка 20 пс, а концентрация безызлучательных центров - порядка 10^{17} .

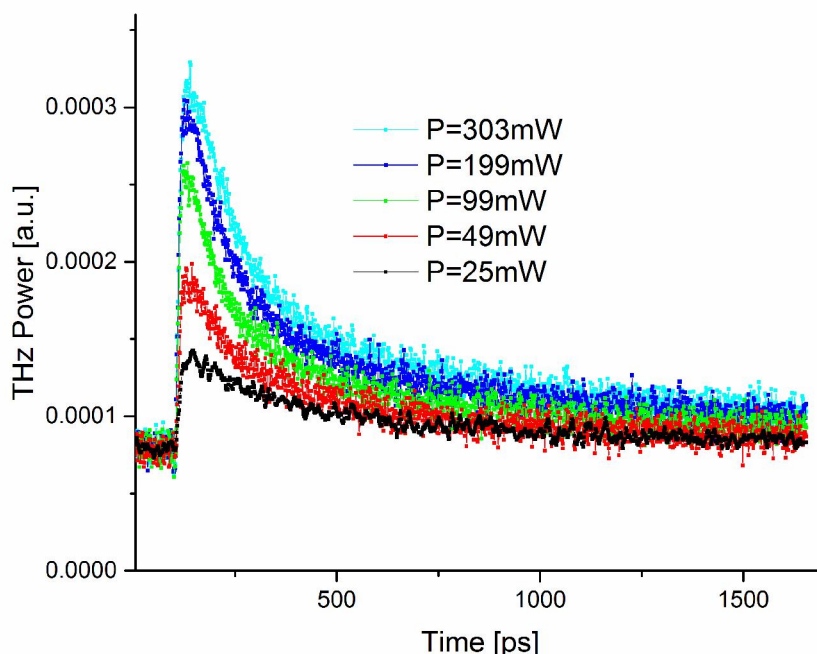


Рис.9. Временная зависимость (от 5пс до 1700пс) средней мощности ТГц излучения при различных уровнях возбуждения.

Длинные временные зависимости (от 5пс до 1700пс) энергии ТГц излучения для различных уровней возбуждения приведены на рис.9.

Восстановление прежнего значения эффективности генерации ТГц излучения состоит из одного или двух экспоненциальных этапов. Причем первый этап формируется при большом уровне возбуждения и скорость возврата к прежнему значению эффективности ТГц генерации возрастает с ростом уровня возбуждения. На втором этапе скорость заметно уменьшается и он, по-видимому, определяется временем жизни фотовозбужденных носителей заряда. Для уровня возбуждения $P=99$ мВт были оценены времена затухания (средняя плотность интенсивности возбуждающего импульса ~ 8.8 Вт/см², длина волны 730 мкм), они составляют 130 и 1350 пс. Восстановление прежнего значения эффективности генерации ТГц излучения, связано с безызлучательной рекомбинацией через центры захвата и межзонной излучательной рекомбинацией. Наличие быстрого и медленного этапов восстановления эффективности генерации ТГц возможно обусловлено как наличием безызлучательных центров с различными сечениями захвата и концентрацией, так и проявлением двух экспоненциального характера рекомбинаций носителей заряда через безызлучательные центры.

4. Проведены экспериментальные и теоретические исследования процесса генерации терагерцового излучения периодическими массивами полупроводниковых нитевидных нанокристаллов на основе GaAs, выращенных на подложках n-GaAs и p-GaAs при возбуждении сверхкороткими оптическими импульсами.

На рис.10 представлены волновые формы ТГц импульса, полученные при возбуждении массивов ННК с диаметром ~ 160 нм и различной плотностью нанопроводов. На вставке указаны расстояния между нанопроводами – a , и их высота – h .

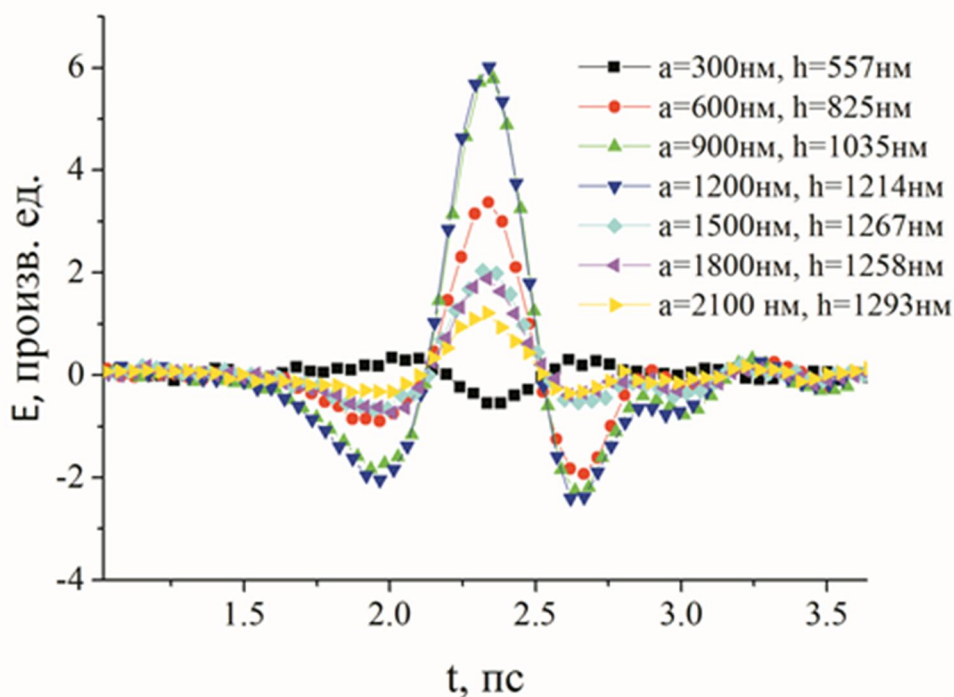


Рис. 10. Волновые формы ТГц импульса, полученные при возбуждении массивов ННК с диаметром ~ 160 нм и с различной плотностью нанопроводов.

Указанные массивы размещены на одной подложке, тем не менее высоты нанопроводов для разных массивов (участков) оказались разные. Из рис. 10 видно, что максимальная амплитуда электрического поля ТГц импульса достигается при генерации электромагнитного излучения массивом ННК при $a = 1200$ нм. Эффективность генерации уменьшается как при увеличении расстояния между нанопроводами, так и при уменьшении. Обращает на себя внимание факт инверсии знака напряженности электрического поля при генерации ТГц излучения от массива ННК, когда высота нанопроводов имеет значение порядка 500 нм. При исследовании других массивов ННК, состоящих из нанопроводов с диаметром 80 нм, этот эффект подтвердился – при высоте нанопровода порядка 600 нм и менее знак ТГц поля менялся. Отметим, что знак ТГц поля при возбуждении поверхности подложки объемного p-GaAs имел такую же полярность, но амплитуда поля была значительно меньше.

Для дальнейшего исследования процесса генерации ТГц излучения необходимо в первую очередь экспериментально определить зависимость максимальной амплитуды ТГц поля, генерируемого массивом ННК одинаковой высоты, от величины фактора заполнения нанопроводами. Подобная зависимость была получена для массива ННК с диаметром $d = 80$ нм и высотой $h \sim 1100$ нм (см. рис. 11). Из полученных данных следует, что максимальная эффективность

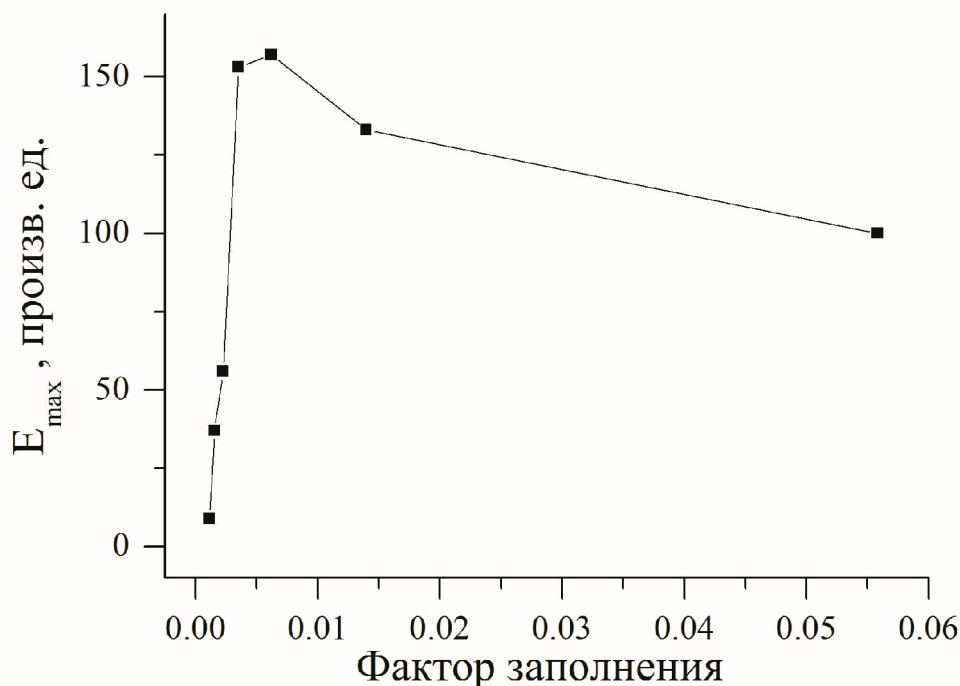


Рис.11. Зависимость максимальной амплитуды ТГц поля от фактора заполнения.

генерации ТГц излучения наблюдается при расстоянии между нанопроводами порядка длины волны возбуждающего света (λ). При $a > \lambda$, как видно на рис. 11, наблюдается линейная зависимость. Это свидетельствует о том, что в этом случае эффективность ТГц генерации пропорциональна плотности нанопроводов. Таким образом, в волновой зоне регистрируется ТГц поле, которое является суммой вкладов электромагнитного излучения от каждого нанопровода и, соответственно, параметры ТГц импульса будут определяться процессом ТГц генерации от одиночного нанопровода.

Также, из рис. 11 следует, что при $a < \lambda$ ТГц поле, генерируемое массивом ННК- убывает. Убывание, на экспериментальной зависимости ТГц поля от фактора заполнения нанокристаллов (Рис.11), по-видимому, можно объяснить возрастанием взаимодействия между точечными диполями. Необычными оказались результаты поляризационных исследований процесса генерации ТГц излучения в ННК. Оказалось, что при определенных параметрах ННК и возбуждающего света, эффективность ТГц генерации становится больше при поляризации возбуждающего оптического излучения, направленной перпендикулярно оси нанопровода. На рис.12 представлены зависимости соотношения между максимальными амплитудами ТГц импульса для ТМ и ТЕ-поляризаций возбуждающего излучения от расстояния между нанопроводами. Угол падения возбуждающего света составлял 45° . Согласно полученным данным, при $a > \lambda$, максимальная амплитуда ТГц поля, генерируемого от массива ННК с диаметром $d=160$ нм, для ТЕ-поляризации примерно в два раза больше, чем для ТМ-поляризации. Тем не менее, для массива ННК с диаметром $d=80$ нм соответствующие соотношения амплитуд ТГц полей прямо противоположно. Кроме того, величина ТГц поля для массива ННК с диаметром $d=160$ нм значительно больше, чем для массива ННК с диаметром $d=80$ нм. Эти экспериментальные результаты хорошо описываются в рамках теории, связанной с возбуждением цилиндрических мод при наклонном падении света на диэлектрический цилиндр. В работах [4,5], основанных на использовании теории Лоренца-Ми, было

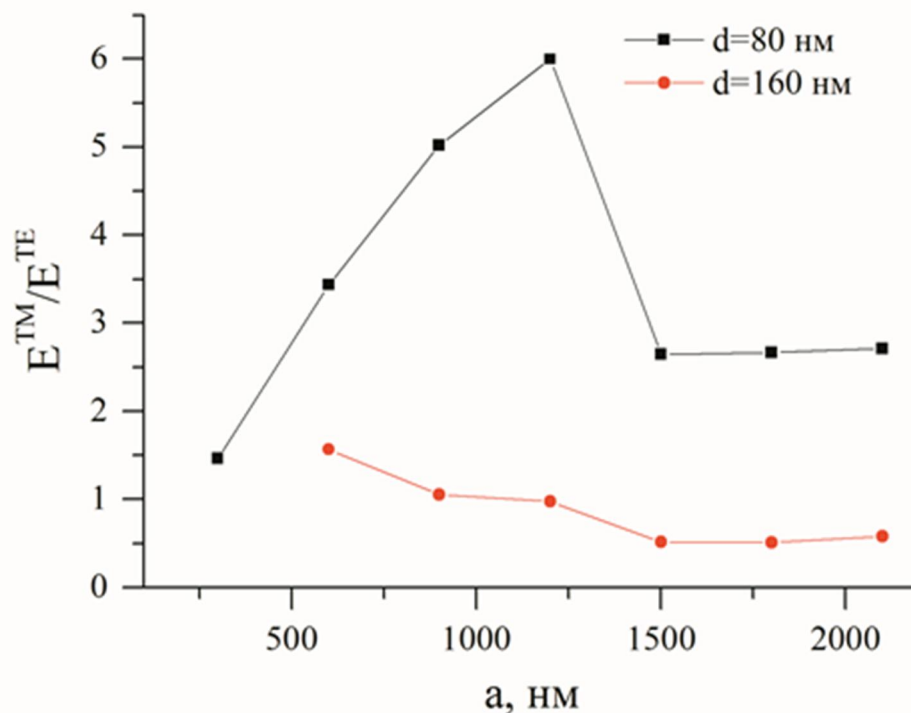


Рис.12. Зависимость соотношения между максимальными амплитудами ТГц импульса для ТМ и ТЕ-поляризации возбуждающего света от расстояния между нанопроводами.

показано, что при падении плоской электромагнитной волны на неограниченный диэлектрический цилиндр происходит резонансное возбуждение цилиндрических мод. В случае поглощающей среды, поглощение света будет происходить также резонансно. Поэтому амплитуда поля внутри цилиндра при определенных условиях может на порядки превышать значение падающего поля. Отметим, что подобное резонансное поглощение наблюдалось в работе [6] при исследовании фотовольтаических свойств структур на основе ННК GaAs. Используя данные для комплексного показателя преломления GaAs, было вычислено сечение поглощения света при наклонном падении на цилиндр. На рис.13 представлена расчетная зависимость сечения поглощения света от величины kr при угле падения 45° . Из рис.13 видно, что поглощение света примерно в два раза больше для ТЕ поляризации по сравнению с ТМ поляризацией, при значении $kr=0.63$ ($d=160$ нм). При $kr=0.31$ ($d=80$ нм) наблюдается противоположная картина. Величина ТГц поля, генерируемого в процессе движения неравновесных носителей заряда в поверхностном или приложенном электрическом поле пропорциональна концентрации фотовозбужденных носителей заряда [7]. Соответственно, значение ТГц поля будет коррелировать с величиной поглощения света. Таким образом, экспериментальные результаты, приведенные на рис.12, действительно можно описать в рамках процесса возбуждения цилиндрических мод в нанопроводе (так называемые резонансы Ми). Кроме того, в рамках этого механизма, можно объяснить экспериментальные результаты, связанные с определением максимальной эффективности генерации ТГц излучения массивом ННК. Действительно, при увеличении плотности нанопроводов, или, как уже было отмечено выше – точечных диполей, их взаимодействие между собой можно описать путем ввода эффективного показателя преломления среды. Тогда при росте эффективного показателя преломления, в случае когда $a < \lambda$ – будет наблюдаться красный сдвиг резонансной частоты возбуждаемой волновой моды и величина поля внутри

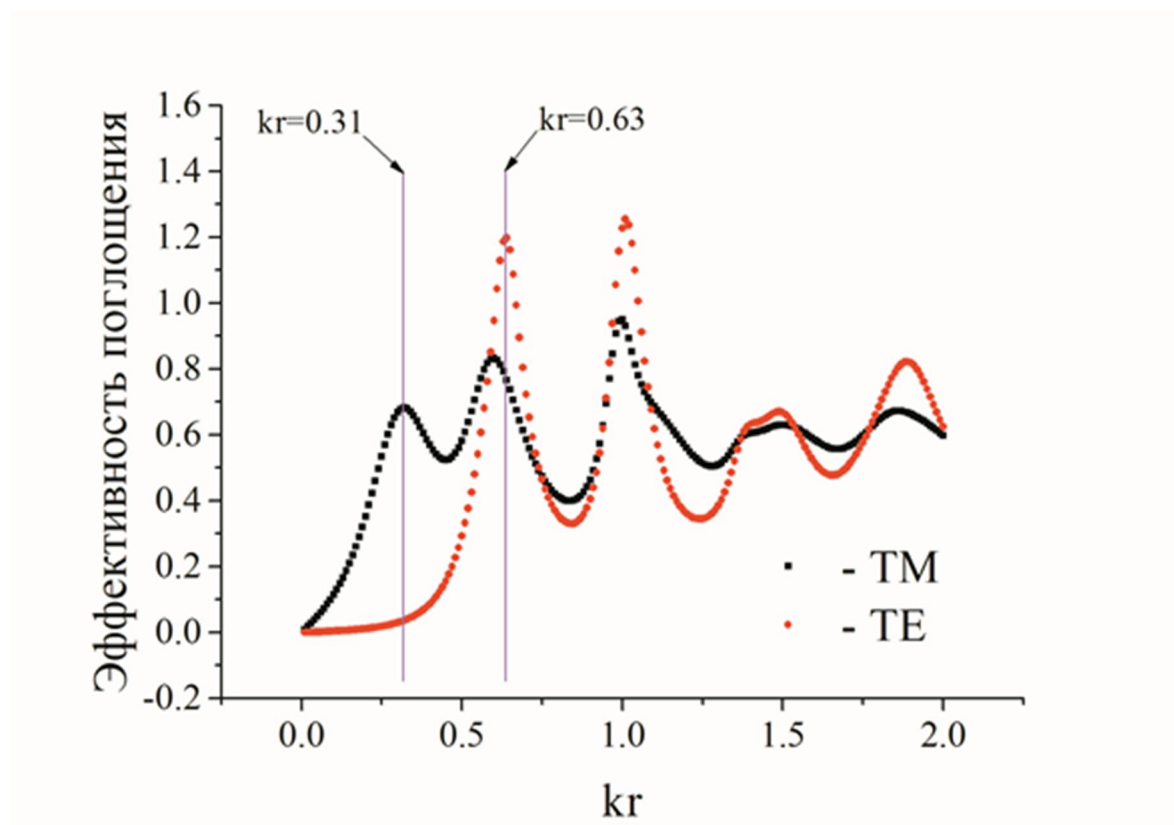


Рис.13. Спектры поглощения для ТМ –поляризации и ТЕ-поляризации

нанопровода будет уменьшаться. Следовательно, при этих условиях эффективность ТГц генерации будет спадать более интенсивно, чем при учете только выхода излучения точечного диполя из слоя с ННК. Поэтому максимальная эффективность генерации ТГц излучения массивом ННК будет, по-видимому, при условии $a \sim \lambda$ и возникновении в них резонансных возбуждений цилиндрических мод.

Амплитуда терагерцового импульса, генерируемого в ННК, синтезированных на подложке n-GaAs, оказалось больше чем для образцов, синтезированных на подложке p-GaAs. Полярность терагерцового поля не изменялась при изменении диаметра нанокристалла и расстояния между ними.

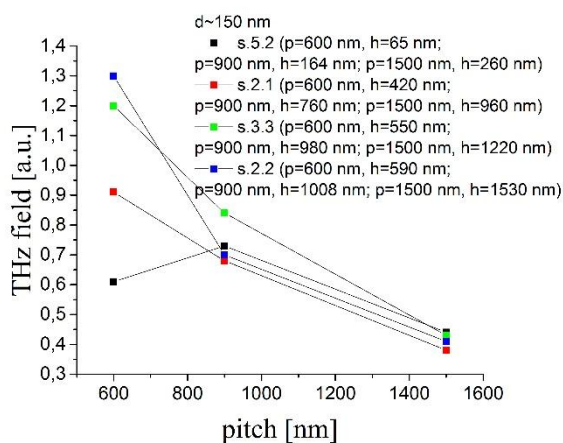


Рисунок 14. Зависимость амплитуды ТГц поля, генерируемое в массивах ННК, от расстояния между нанокристаллами.

На рис.14 приведены зависимости терагерцового поля, генерируемого ННК от расстояния между нанокристаллами для массивов ННК с различной высотой. Видно, что эффективность генерации в ННК, в которых расстояние между нанокристаллами L больше длины волны возбуждаемого света, практически не зависит рагерцовой генерации в зависимости от высоты нанокристалла, по-видимому, обусловлена постоянством параметров внутренних электрических полей в нанокристалле в данном диапазоне высот ННК. Расчет начального распределения потенциала в нанокристалле показывает, что электрические поля в р-n и n+-n переходах на порядок выше поверхностного поля. Таким образом, вклад движения фотовозбужденных носителей заряда в р-n и n+-n переходах должен быть существенным. Однако результаты исследования процесса терагерцовой генерации в ННК, синтезированных на подложке р-GaAs, свидетельствуют о том, что движение носителей заряда в р-n переходе не является основным вкладом в процесс терагерцовой генерации, поэтому необходимо учитывать новый механизм, который может быть связан с возникновением анизотропии в импульсном распределении фотовозбужденных носителей заряда за счет их отражения от верхней грани нанокристалла [7]. Из рис.14 следует что, эффективность генерации в ННК, имеющих расстояние между нанокристаллами меньше длины волны возбуждаемого света, зависит от высоты нанокристаллов. Данные результаты можно объяснить возникновением неоднородного возбуждения нанокристалла по высоте и, естественно, новым механизмом терагерцовой генерации, обусловленный амбиполярной диффузией носителей заряда. Исследование процесса терагерцовой генерации в ННК, пассивированных AlGaAs, также подтвердили проявление механизма терагерцовой генерации, обусловленного диффузионным током фотовозбужденных носителей.

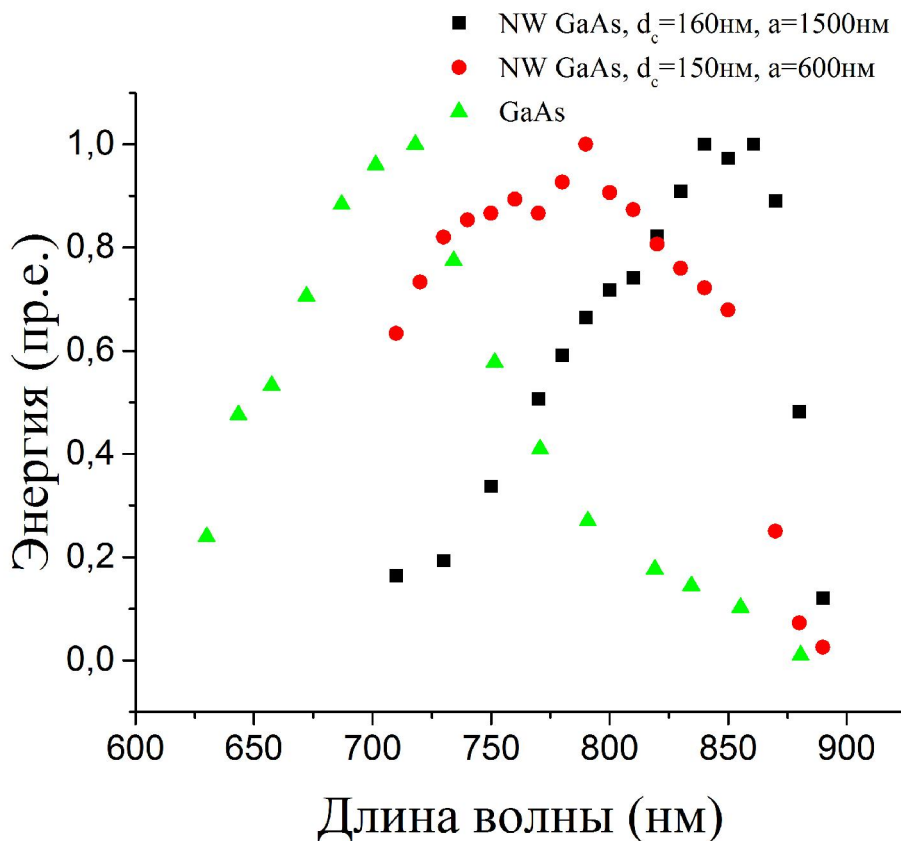


Рис.15. Спектры возбуждения ТГц генерации.

С помощью кремниевого болометра была экспериментально определена спектральная зависимость эффективности терагерцовой генерации от энергии кванта возбуждения. Для упорядоченных массивов ННК с диаметром 160 нм вид зависимости имеет резонансный характер (рис.15). На этом рисунке также представлены спектры возбуждения ТГц генерации в упорядоченном массиве ННК с диаметром 150 нм и расстоянием между нанокристаллами $a = 600$ нм и в объемном полупроводнике GaAs (зависимость для объемного GaAs приведена из работы [8]). Из рисунка 15 видно, что для массива ННК с $a = 1500$ нм резонанс находится в области 850 нм (это соответствует положению резонанса поглощения для одиночного нанокристалла). Для массива ННК с $a = 600$ нм резонанс сдвигается в область коротких длин волн, где находится максимум эффективности генерации в объемном полупроводнике GaAs. Этот экспериментальный результат вполне логичен, так как периодический массив ННК с $a = 600$ нм представляет собой фотонный кристалл, где отдельные моды нанокристалла переходят в более богатую зонную структуру.

5. Исследование временной динамики фотовозбужденных носителей заряда в упорядоченных массивах ННК на основе GaAs. В качестве источника оптического излучения использовался фемтосекундный Ti:S лазер, генерирующий световые импульсы длительностью 15 фс с частотой повторения 80 МГц. Центральная длина волны светового импульса составляла 795 нм.

В ходе выполнения проекта проводилась регистрация волновой формы терагерцового импульса при дополнительном возбуждении ННК фемтосекундным импульсом с помощью метода optical-pump terahertz generation-probe time-domain spectroscopy. Для уменьшения влияния модуляции ТГц импульса, генерируемого дополнительным фемтосекундным импульсом (импульс накачки), на частоте модуляции первого фемтосекундного импульса (пробный импульс), импульс накачки попадал на поверхность образца под углом противоположным углу падения пробного импульса. Тем не менее это влияние наблюдалось. На рис.16 представлена временная зависимость максимальной амплитуды ТГц поля для разного уровня возбуждения.

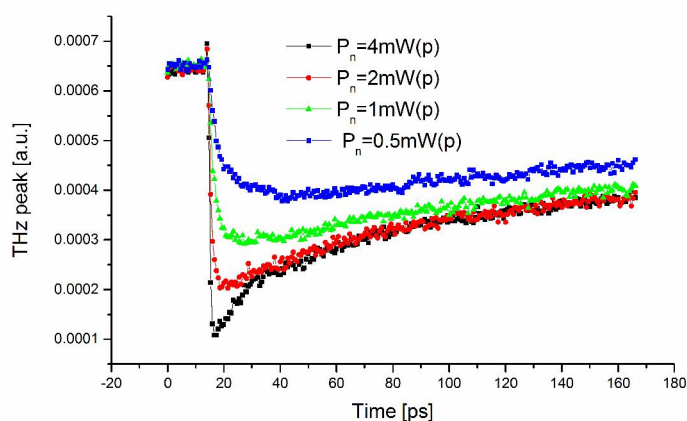


Рис.16. Зависимость максимальной амплитуды ТГц поля от времени задержки между фемтосекундными импульсами для различного уровня возбуждения ($d=150\text{нм}$, $a=1500\text{нм}$).

На представленных зависимостях после возбуждения электронно-дырочной плазмы ТГц поле генерируемого импульса падает, а затем медленно восстанавливается. Падение

эффективности ТГц генерации, в основном, обусловлено со временем экранирования внутреннего поля в нанокристалле (поверхностное поле возле верхней грани нанокристалла). В дальнейшем, наблюдается двухэкспоненциальное восстановление при высоком уровне возбуждения. Первый этап восстановления эффективности ТГц генерации обусловлен рядом процессов: захват носителей заряда, перезарядка емкости барьера Шотки. Временная составляющая второго подъема, по-видимому, определяется временем жизни фотовозбужденных носителей заряда и обусловлена рекомбинацией.

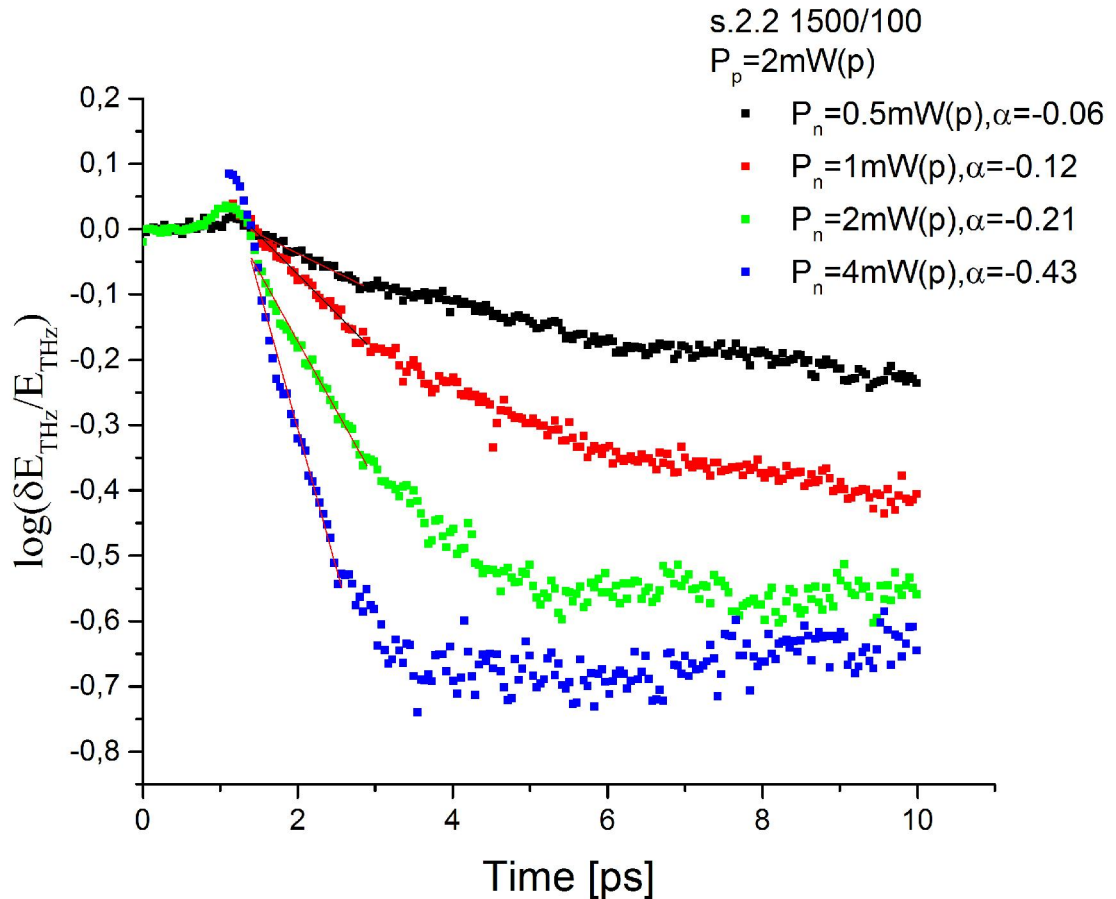


Рис.17. Зависимость максимальной амплитуды ТГц поля от времени задержки между фемтосекундными импульсами для различного уровня возбуждения ($d=150\text{nm}$, $a=1500\text{nm}$).

Увеличенная часть кривых около момента совпадения импульса накачки и пробного импульса представлена на рис. 17 (ось y - в логарифмическом масштабе). Начальный небольшой рост эффективности ТГц генерации обусловлен влиянием модуляции ТГц импульса, генерируемого импульсом накачки. Также видно, что начальный спад ТГц поля происходит по степенному закону и степень определяется уровнем возбуждения. По начальному наклону можно довольно просто оценить время релаксации носителей заряда по импульсу, если воспользоваться представлением о наличие емкости обедненного слоя, расположенного у поверхности ННК. Изменение локального электрического поля за счет зарядки емкости током неравновесных носителей заряда можно представить, как

$$\Delta E/E = \exp\left(-\frac{e^2 N}{m^* \epsilon \eta} \tau_s t\right) \quad (3)$$

где e - заряд электрона, m – эффективная масса электрона, N – концентрация неравновесных носителей заряда, ϵ – диэлектрическая проницаемость GaAs, η – константа связи между поляризацией и электрическим полем. Оценка времени релаксации носителей заряда по импульсу составляет величину 50 фс, что представляет собой разумное значения для арсенида галлия. Используя предложенную в работе [9] модель экранировки внутреннего поля электронами и дырками с измененной схемой электронных переходов (на основе модели Друды-Лоренца), были проведены оценки времени релаксации электронов по импульсу, времени захвата на безызлучательные центры в ННК и времени жизни фотовозбужденных носителей, которые составили порядка 50 фс, 10 пс и 800 пс соответственно.

Литература

1. V. N. Kats, V.P. Kochereshko, A.V. Platonov et al., Semiconductor Science and Technology. 27, 015009 (2011).
2. Joyce H.J. et al., Nano Lett. 12, pp. 5325–5330(2012).
3. Truchin V.N., Andrianov A.V., Zinov'ev N.N. Phys.Rev.B. 78, 155325(2008).
4. Wait J. R. // Can. J. Phys. 33, 189(1955).
5. Chew H., Cooke D. D., Kerker M. // Applied Optics. 19, 44(1980).
6. Hu S., Chi C-Y., Fountaine K.T., Yao M. et al. // Energy Environ. Sci. 6, 1879(2013).
7. 1. V. N. Trukhin, A. D. Bouravlev, I. A. Mustafin et al. // Appl.Phys.Lett. 106, 252104 (2015).
8. Andrius Arlauskas and Arunas Krotkus, Semicond. Sci. Technol. 27, 115015(2012).
9. P.U. Jepson, R.H. Jacobsen, S.R.Reiding, J. Opt. Soc. Am.B. 13, 2424(1996).

Сопоставление полученных результатов с мировым уровнем

Результаты, полученные на данном этапе выполнения проекта, являются достижениями мирового уровня. По результатам выполненных исследований опубликованы статьи в ведущих научных изданиях, таких как Applied Physics Letters, Письма в ЖЭТФ, и готовится ряд публикаций. Исследования в области направления, охваченного в настоящем проекте, относятся к одной из самых современных областей физики – терагерцовой когерентной спектроскопии и нанотехнологии. Работы по данной тематике ведутся в основных мировых исследовательских центрах. В настоящее время по данной тематике в мире проводится в год не менее 5 международных конференций, что также свидетельствует о важности данного направления.

Методы и подходы, использованные в ходе выполнения Проекта (описать, уделив особое внимание степени оригинальности и новизны)

Синтез полупроводниковых нитевидных нанокристаллов (ННК) осуществлялся методом селективного роста. Это позволило создать образцы упорядоченных массивов ННК, имеющих определенные значения диаметра нанокристалла и периода между ННК. При исследовании процессов генерации терагерцового излучения в ННК использовались методы когерентной терагерцовой спектроскопии. Новизна предлагаемых решений обуславливается использованием методов когерентной нелинейной оптики как для преобразования излучения видимого или ИК-излучения в ТГц диапазон, так и для регистрации ТГц излучения.

Характеризация динамики носителей заряда в полупроводниковых наноструктурах имеет решающее значение для использования этих материалов в электронных и оптоэлектронных приборах. Созданная в ходе выполнения проекта экспериментальная установка для проведения исследований с помощью метода optical-pump terahertz generation-probe time-domain spectroscopy., фактически, изучает влияния электронно-дырочной плазмы, сгенерированной оптическим импульсом, на эффективность генерации ТГц излучения, обусловленную фотоносителями. Соответственно, если неравновесные носители, возбужденные оптическим импульсом, будут захватываться на глубокие центры, эффективность генерации ТГц излучения будет отслеживать изменение времени релаксации носителей заряда по импульсу. Если генерация ТГц излучения будет определяться движением носителей заряда в контактном поле, временной генезис разделения электронов и дырок будет также сказываться на генерацию ТГц излучения.

Вклад каждого члена коллектива в выполнение Проекта в 2016 году (указать работу, выполненную каждым членом коллектива по Проекту в 2016 году с новой строки)

Буравлев Алексей Дмитриевич-синтез ННК, подготовка публикаций

Лукашенко Станислав Юрьевич-оптические эксперименты

Мустафин Илья Андреевич-оптические эксперименты, участие в конференции, подготовка статей

Мухин Иван Сергеевич- подготовка образцов, оптические эксперименты

Трухин Александр Валерьевич-програмное обеспечение автоматизированной установки, оптические эксперименты

Трухин Валерий Николаевич -оптические эксперименты, теоретическое моделирование, подготовка публикаций, общее руководство

Цырлин Георгий Эрнстович- синтез ННК, подготовка публикаций

Штром Игорь Викторович-синтез ННК, подготовка образцов

Количество научных работ по Проекту, опубликованных в 2016 году (цифрами)

6

Из них в изданиях, включенных в перечень ВАК

2

Из них в изданиях, включенных в библиографическую базу данных РИНЦ

2

Из них в изданиях, включенных в международные системы цитирования (библиографические и реферативные базы научных публикаций)

2

Количество научных работ, подготовленных в ходе выполнения Проекта и принятых к печати в 2016 году

0

Участие в 2016 году в научных мероприятиях по тематике Проекта (указать названия мероприятий и тип доклада)

1. 41th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Copenhagen, 25.09-01.10, 2016, устный доклад.
2. XX Международный симпозиум «Нанопизика и нанозлектроника», г.Нижний Новгород, 14.03 -18.03, 2016., устный доклад.
3. X Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн, г.Нижний Новгород, 29.02 -03.03, 2016, устный доклад.
4. Международная молодежная конференция Физика.СПб/2016, г.Санкт-Петербург, 1-3 November, 2016, устный доклад

Участие в 2016 году в экспедициях по тематике Проекта, которые проводились при финансовой поддержке Фонда (указать номера проектов)

Нет

Финансовые средства, полученные в 2016 году от Фонда

520000

Финансовые средства, полученные в 2015 году от Фонда

520000

Финансовые средства, полученные в 2014 году от Фонда

620000

Адреса (полностью) ресурсов в Интернете, подготовленных авторами по данному проекту, например, <http://www.somewhere.ru/mypub.html>

Нет

Библиографический список всех публикаций по Проекту, опубликованных в 2015 году, в порядке значимости: монографии, статьи в научных изданиях, тезисы докладов и материалы съездов, конференций и т.д.

1. Trukhin V.N., Bouravlev A.D., Mustafin I.A., Kakko J.P., Huhtio T., Cirlin G.E., Lipsanen H., Generation of terahertz radiation in ordered arrays of GaAs nanowires, Appl. Phys. Lett., v.106, 25 , p. 252104(2015).
2. Trukhin V.N.; Buravlev A.D; Dhaka V; Cirlin G.E; Mustafin I.A; Kaliteevski M.A; Lipsanen H; Samsonenko Y.B., Ultrafast carrier dynamics in GaAs nanowires, Lith. J. Phys., v.54, 1, pp.41-45(2014).
3. V. N. Trukhin, A. S. Buyskih, A. D. Bouravlev, I. A. Mustafin, Yu. B. Samsonenko, A. V. Trukhin, G. E. Cirlin, M. A. Kaliteevski, D. A. Zeze, A.J.Gallant, Generation of THz radiation by AlGaAs nanowires, Письма ЖЭТФ, т.102, 5, 348-353(2015).
4. В.Н. Трухин, А.Д. Буравлев, И.А. Мустафин, Г.Э. Цырлин, Д.И. Курицын, В.В. Румянцев, С.В. Морозов, J.P. Kakko, T. Huhtio, H. Lipsanen, Резонансный характер генерации терагерцового излучения в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах, ФТП, том 50, вып. 12, с.1587-1591, 2016

5. V.N. Trukhin, A.D. Bouravleuv, I.A. Mustafin, V. V. Rumyantsev, S. V. Morozov, D.I. Kuritsyn, G.E. Cirlin, J.P. Kakko, T. Huhtio, H. Lipsanen, Efficient terahertz generation by ordered arrays of GaAs nanowires, Proceedings of 41th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, W4B.3, 2016
6. G. E. Cirlin, A. C. Buyskih, A. D. Bouravlev, Yu. B. Samsonenko, M. A. Kaliteevski, A. J. Gallant, and D. Zeze, Investigation of Non-Equilibrium Electron-Hole Plasma in Nanowires by THz Spectroscopy, Optics and Spectroscopy, Vol. 120, No. 5, pp. 751–755, 2016
7. В.Н.Трухин, А.Д.Буравлев, Ю.Б.Самсоненко, И.С.Мухин, Г.Э.Цырлин, И.А.Мустафин, М.А.Калитеевский, V.Dhaka, H.Lipsanen, Особенности генерации терагерцового излучения в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах на основе полупроводниковых соединений АЗВ5 при возбуждении электронно-дырочной плазмы, Труды XVIII Международного симпозиума «Нанофизика и электроника», Нижний Новгород, 10–14 марта 2014 г, т.2, с.646-647.
8. И.А.Мустафин, В.Н.Трухин, А.Д.Буравлев, V.Dhaka, H.Lipsanen, Генерация терагерцового излучения в упорядоченном ансамбле нитевидных нанокристаллах GaAs, Тезисы VIII Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики» «ФПО-2014», С. Петербург, 20-24 октября 2014 года, с.520.
9. В.Н.Трухин, А.Д.Буравлев, И.А.Мустафин, V.Dhaka, H.Lipsanen, Генерация терагерцового излучения в упорядоченном ансамбле нитевидных нанокристаллах на основе GaAs, Труды II Всероссийской Микроволновой конференции, 26.11.2014-28.11.2014, Москва, с.351-357
10. С.В. Карпов, М.Б. Смирнов, Б.В. Новиков, А.Н. Смирнов, И.В. Штром, Е.Л. Чирков, Г.Э. Цырлин, А.Д. Буравлев, Ю.В. Самсоненко "Рамановские спектры и структурные особенности нитевидных нанокристаллов GaAs", Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, т.8, № 2, стр. 11-17(2014).
11. В.Н.Трухин, А.Д. Буравлев, И.А. Мустафин, J.P. Kakko, T. Huhtio, H. Lipsanen, Генерация терагерцового излучения в периодическом ансамбле полупроводниковых нитевидных нанокристаллах на основе GaAs, Труды XIX Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», г.Нижний Новгород, 10.03 -14.03, т.2, с.675-677 (2015).
12. А.Д.Буравлев, И.А. Мустафин, В.Н. Трухин, J.P. Kakko, T. Huhtio, H. Lipsanen, Влияние резонансного поглощения Ми на эффективность генерации терагерцового излучения в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах, Труды XII Российской конференции по физике полупроводников, г.Звенигород, 21.09-25.09, с.124 (2015).
13. А.Д.Буравлев, И.А. Мустафин, В.Н. Трухин, Г.Э. Цырлин, J.P. Kakko, T. Huhtio, H. Lipsanen, Эффективная генерация терагерцового излучения в периодическом массиве полупроводниковых нитевидных нанокристаллах на основе GaAs, Тезисы докладов российской конференции по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники «Фотоника-2015», г.Новосибирск, 12.10-16.10, с.31 (2015).
14. В. Н. Трухин, А. Д. Буравлев, И. А. Мустафин, Г. Э. Цырлин, Д. И. Курицын, В. В. Румянцев, С. В. Морозов, J.P. Kakko, T. Huhtio, H. Lipsanen, Эффективная генерация терагерцового излучения в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах на основе

GaAs, Труды XX Международного симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника», г.Нижний Новгород, 14.03 -18.03, т.2, с.756-757, 2016.

15. Mustafin Iia, Трухин В. Н., Kakko J.P., Lipsanen H., Huhtio T., Efficient terahertz generation by structured arrays of GaAs nanowires, Тезисы докладов Международной молодежной конференций Физика.СПб, 1-3 November, 2016.

16. Буравлев А.Д., Мустафин И.А., Трухин В.Н., Цырлин Г.Э., Kakko J.P., Huhtio T., Lipsanen H, Эффективный излучатель терагерцового излучения на основе периодического массива полупроводниковых нитевидных нанокристаллов GaAs, Тезисы докладов X Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн, г.Нижний Новгород, 29.02 -03.03, с.41, 2016.

Приоритетное направление развития науки, технологий и техники РФ, которому, по мнению исполнителей, соответствуют результаты данного проекта

Индустрия наносистем

Критическая технология РФ, которой, по мнению исполнителей, соответствуют результаты данного проекта

Технологии диагностики наноматериалов и нанопустройств

Основное направление технологической модернизации экономики России, которому, по мнению исполнителей, соответствуют результаты данного проекта

Не очевидно