

Министерство образования и науки Российской Федерации

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

**Усиление терагерцовых плазменных волн в планарных структурах на
основе активного графена**

НАУЧНЫЙ ДОКЛАД ОБ ОСНОВНЫХ РЕЗУЛЬТАТАХ ПОДГОТОВЛЕННОЙ
НАУЧНО-КВАЛИФИКАЦИОННОЙ РАБОТЫ (ДИССЕРТАЦИИ)

аспиранта 4 курса 401 группы
направления 11.06.01 «Электроника, радиотехника и системы связи»
физического факультета

Моисеенко Ильи Михайловича

Научный руководитель
д.ф.-м.н., профессор



Попов В.В.

Саратов 2018

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы обуславливается отсутствием в настоящее время эффективных компактных источников терагерцового (ТГц) излучения, работающих при комнатной температуре. Важность исследования ТГц диапазона частот связана с широким кругом возможных применений ТГц приборов. Известно, что квант ТГц излучения обладает существенно меньшей энергией по сравнению с квантом рентгеновского излучения и не представляет опасности для биологических тканей. Таким образом, генераторы и усилители ТГц диапазона могут быть полезны для медицинской биодиагностики. В системах безопасности ТГц излучение также может найти широкое применение благодаря своей высокой проникающей способности, что делает возможным обнаружение и идентификацию скрытых объектов. Помимо указанных применений, существуют работы, в которых предлагается использование ТГц электромагнитных волн для систем связи для передачи информации.

Наиболее известными ТГц источниками являются квантово-каскадные лазеры (ККЛ), лазеры на свободных электронах, нелинейные преобразователи частоты, электровакуумные приборы. Однако, все эти устройства либо принципиально некомпактны, либо имеют жесткие температурные ограничения. Эти ограничения связаны с падением мощности излучения при продвижении к ТГц частотам как со стороны сверхвысокочастотного (СВЧ), так и оптического диапазона частот при комнатной температуре. Одним из возможных вариантов преодоления указанных трудностей является создание ТГц источников излучения на основе ТГц плазменных волн (плазмонов) в активном (с инверсным распределением носителей заряда) графене.

Плазменные волны (плазмоны) – это коллективные колебания электронов проводимости относительно ионов кристаллической решетки. Важным свойством двумерных плазмонов в графене является тот факт, что их длина волны на 2 – 3 порядка величины меньше длины электромагнитного излучения на той же частоте. Вследствие этого, плазмоны сильнее локализованы вблизи активной среды, чем электромагнитное излучение, а, значит, эффективнее взаимодействуют с ней. Графен (двумерная модификация углерода) может поддерживать резонансное возбуждение и распространение плазменных волн. Одним из важных свойств графена является нулевая ширина запрещенной зоны. Благодаря этому свойству, электроны и дырки в накачанном графене находятся на таких энергетических уровнях, что при их рекомбинации излучение происходит в ТГц диапазоне. Известно, что в графене возможно добиться отрицательных значений его проводимости, а, следовательно, и усиления когерентного ТГц излучения.

Целью настоящей работы является изучение физических механизмов усиления ТГц плазмонов в графене и методов создания в нем инверсии носителей заряда.

Для этого решается ряд взаимосвязанных задач об усилении ТГц плазмонов в структурах на основе активного графена.

Основными задачами настоящей работы являются:

1. Исследование усиления терагерцовых плазмонов в графене с диффузионной накачкой внешним оптическим излучением и сравнение эффективности диффузионной накачки с известным методом прямой накачки графена оптическим излучением.
2. Исследование влияния экранирования графена металлом на дисперсионные характеристики и коэффициент усиления двумерных терагерцовых плазмонов в графене.
3. Исследование усиления терагерцовых плазмонов в графене с диффузионной накачкой графена оптическими плазмонами, распространяющимися вдоль поверхности металла, экранирующего графен.
4. Исследование усиления терагерцовых плазмонов в двухслойной активной графеновой структуре.

Объектом исследования являются ТГц плазмонные структуры на основе активного графена.

Предметом исследования являются дисперсионные характеристики и усиление двумерных ТГц плазмонов в структурах на основе графена и способы создания в графене инверсии носителей заряда.

Методология и методы исследования

Для определения дисперсионных характеристик плазмонов в исследуемых структурах были получены дисперсионные уравнения из уравнений Максвелла с использованием квази-электростатического и электродинамического подходов. Диффузия электрон-дырочных пар в полупроводнике и их захват в графен при диффузионной накачке графена внешним оптическим излучением и диффузионной накачке графена оптическими плазмонами была описана уравнением амбиполярной диффузии и феноменологическим уравнением баланса носителей заряда в графене.

Достоверность полученных результатов обеспечивается справедливостью используемых теоретических моделей для описания изучаемых структур, согласованностью характеристик рассматриваемых структур с имеющимися теоретическими и экспериментальными результатами, опубликованными в ведущих отечественных и зарубежных изданиях, широкой апробацией результатов работы, обсуждением результатов работы на всероссийских и международных конференциях.

Научная новизна работы:

1. Впервые теоретически рассмотрено усиление ТГц плазмонов в активном графене с диффузионной накачкой внешним оптическим излучением.
2. Впервые теоретически исследовано влияние экранирования графена металлом на характеристики усиления ТГц плазмонов в графене.
3. Впервые предложен метод диффузионной накачки графена поверхностными оптическими плазмонами, распространяющимися вдоль поверхности металла, экранирующего графен. Теоретически исследовано усиление ТГц плазмонов в графене при диффузионной накачке графена поверхностными оптическими плазмонами.
4. Впервые теоретически исследовано усиление терагерцовых плазмонов в двухслойной графеновой структуре.

Научная значимость работы состоит в теоретическом описании новых методов накачки графена и физических механизмов усиления двумерных ТГц плазмонов в структурах на основе активного графена.

Практическая значимость работы заключается в том, что изученные принципы усиления ТГц плазмонов в графене могут служить основой для создания эффективного компактного усилителя ТГц излучения.

Положения, выносимые на защиту:

1. Диффузионная накачка графена внешним оптическим излучением позволяет достичь максимального значения коэффициента усиления терагерцовых плазмонов в графене при мощности накачки приблизительно в 30 раз меньшей, по сравнению с прямой оптической накачкой графена.

2. Экранирование графена металлом позволяет повысить величину инкремента мощности терагерцовых плазмонов в активном графене в несколько раз по сравнению с инкрементом мощности неэкранированных плазмонов на той же частоте за счет сильной локализации поля экранированных плазмонов вблизи графена.
3. Диффузионная накачка графена оптическими плазмонами позволяет достичь максимального значения инкремента мощности плазмонов в графене при мощности накачки приблизительно на 25% меньшей, по сравнению с диффузионной накачкой графена внешним оптическим излучением, благодаря сильной локализации поля оптического плазмона вблизи металла.
4. Вследствие перераспределения плазмонных полей в двухслойной графеновой структуре величина коэффициента усиления симметричной плазмонной моды в такой структуре превышает величину коэффициента усиления плазмонов в монослое графена более чем на 4 порядка величины при фиксированной частоте и величине инверсии в слоях графена.

Личный вклад автора выразился в проведении всего объема теоретических работ, в создании теоретических моделей и проведении компьютерного моделирования. Анализ полученных результатов проводился совместно с соавторами.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Во введении обоснована актуальность выбранной темы, ее новизна и практическая значимость, определена цель работы, представлены основные результаты, полученные в ходе работы и основные положения, выносимые на защиту, представлен обзор работ, посвященных свойствам плазмонных структур на основе графена. **Первая глава** посвящена описанию усиления двумерных ТГц плазмонов в графене с диффузионной накачкой внешним оптическим излучением. В исследуемой структуре монослой графена, расположенный в плоскости x - z нанесен на полупроводниковую подложку

бесконечной длины в x - и z -направлениях. В y -направлении подложка имеет конечную толщину d в (рисунок 1). Излучение внешней оптической накачки падает на полупроводниковую подложку, перпендикулярно слою графена (в направлении, противоположном оси Oy), и генерирует в ней электрон-дырочные пары. Далее, в результате амбиполярной диффузии, фотовозбужденные носители заряда движутся в сторону графена и захватываются в него. Созданное таким образом инвертированное распределение носителей заряда в графене приводит к усилению ТГц плазмонов, распространяющихся вдоль графена.

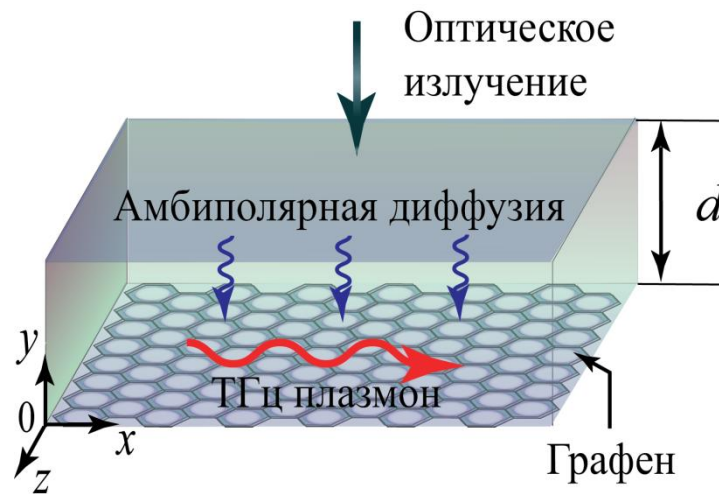


Рисунок 1 – Схематическое изображение исследуемой структуры

В первом параграфе главы 1 решается задача об амбиполярной диффузии в полупроводниковой подложке и захвате носителей заряда в графен. Представлен алгоритм определения концентрации носителей заряда в графене, нанесенном на полупроводниковую подложку при диффузионной накачке графена внешним оптическим излучением. Второй параграф посвящен выводу дисперсионных уравнений (1) для двумерных терагерцовых плазмонов в графене в квази-электростатическом приближении:

$$k_x = \pm i \frac{\varepsilon_0 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \omega}{\sigma_{gr}(\omega)}, \quad (1)$$

где $\sigma_{gr}(\omega)$ – удельная динамическая проводимость графена. В процессе вывода

дисперсионного уравнения получены выражения для связи компонент электрических полей плазмонов в исследуемой структуре в квази-электростатическом приближении. Третий параграф посвящен исследованию усиления двумерных терагерцовых плазмонов в графене с диффузионной накачкой оптическим излучением. Определена зависимость коэффициента усиления плазмонов в графене от параметров структуры и накачки графена, а также от частоты плазмонов. Исследовано влияние усиления плазмонов в графене на их локализацию вблизи графена.

На рисунке 2а представлен коэффициент усиления по мощности плазмонов в графене $\Gamma = \exp(-4\pi \text{Im}k_x / \text{Re}k_x)$. Для плазмонов в накачанном графене характерны процессы усиления за счет межзонных переходов и внутризонное поглощение. При малых мощностях накачки в графене преобладают внутризонные потери, однако, при определенных значениях мощности накачки начинает преобладать усиление за счет межзонных переходов и графен переходит в режим усиления. С ростом мощности накачки внутризонные потери растут квазилинейно (кривая 1 на рис. 2b), а усиление имеет насыщающийся характер (кривая 2 на рис. 2b). При некотором значении мощности накачки внутризонные потери вновь начинают преобладать над межзонным усилением, что объясняет спад коэффициента усиления на рисунке 2а. Параметром для кривых является толщина полупроводникового слоя. Из рисунка 2а видно, что существует толщина полупроводникового слоя $d=2$ мкм, при которой максимальная величина коэффициента усиления Γ реализуется при наименьшей мощности накачки.

Для объяснения этого факта была построена зависимость концентрации носителей заряда в графене от толщины полупроводникового слоя (рисунок 3). Как видно из рисунка 3, при толщине полупроводникового слоя много меньшей, чем длина затухания мощности оптической накачки в полупроводнике $1/\alpha$ (для GaAs $1/\alpha \approx 1$ мкм), только небольшая часть мощности оптической накачки поглощается в полупроводниковом слое с генерацией небольшого количества электрон-дырочных пар. Это приводит

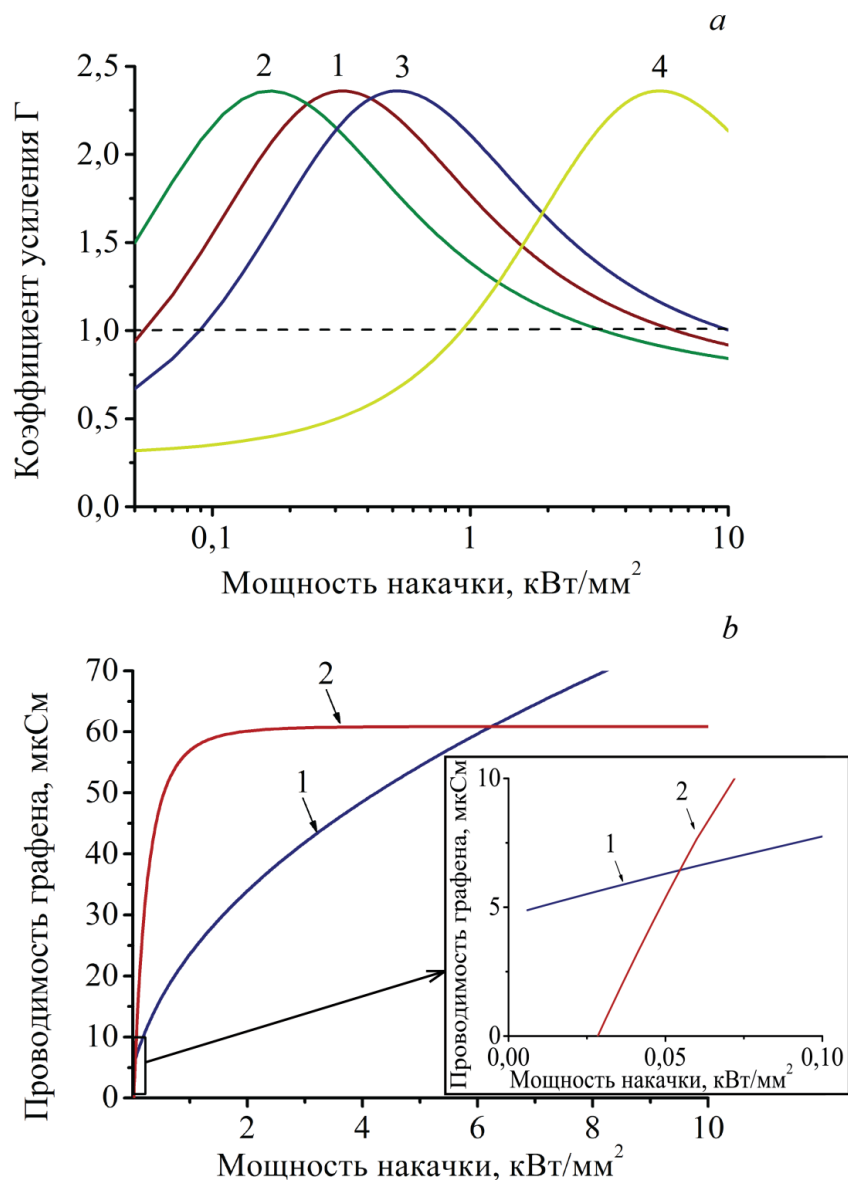


Рисунок 2 – а) Зависимость коэффициента усиления плазмонов в графене по мощности от мощности накачки графена для плазмонов на частоте 5 ТГц при различной толщине слоя полупроводника: $d=0,5$ мкм (кривая 1), $d=2$ мкм (кривая 2), и $d=7$ мкм (кривая 3). Кривая 4 соответствует прямой оптической накачке графена; б) Зависимость внутризонной и межзонной проводимости графена (кривые 1 и 2 соответственно) по абсолютной величине от мощности накачки при толщине полупроводникового слоя 0,5 мкм и частоте плазмона 5 ТГц.

к слабой инверсии населенности и, следовательно, к незначительному усилению плазмонов в графене. Когда толщина слоя полупроводника

значительно превышает длину диффузии носителей заряда $L_a = \sqrt{D_a \tau_R}$ ($L_a \approx 3$ мкм для GaAs), только часть фотовозбужденных носителей заряда достигает графена из-за их рекомбинации в полупроводнике. Это также приводит к уменьшению инверсной концентрации носителей заряда, следовательно, незначительному усилению плазмонов в графене. Поэтому оптимальная толщина полупроводника, обеспечивающая максимальную инверсную концентрацию электрон-дырочных пар и наибольшее усиление плазмонов в графене, находится между $1/\alpha$ и L_a , и составляет приблизительно 2 мкм (в соответствии с рис. 3). Для сравнения эффективности прямой оптической накачки и диффузионной накачки графена, на рисунке 2а приведена зависимость коэффициента усиления Γ для графена с прямой оптической накачкой (кривая 4 на рис. 2а). Инверсная концентрация в графене при его прямой оптической накачке показана прямой 2 на рис. 3.

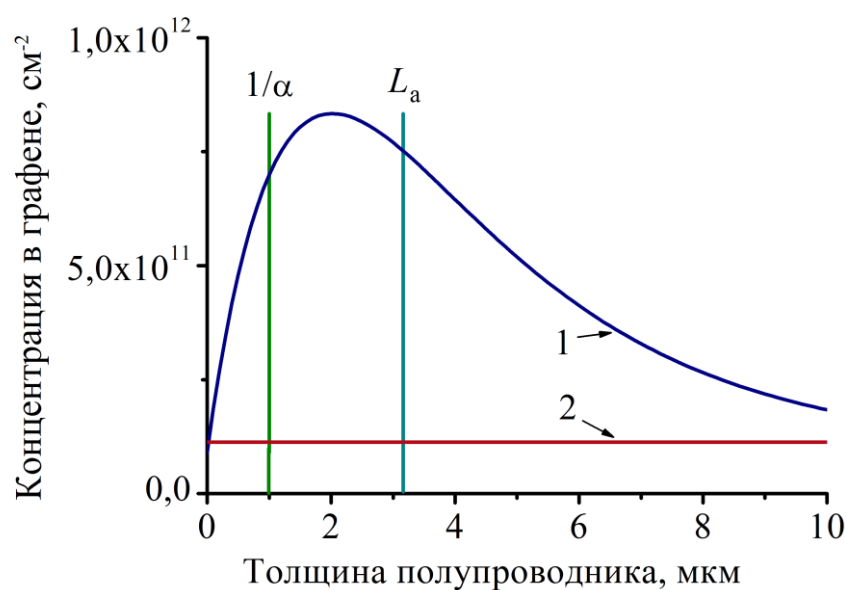


Рисунок 3 – Концентрация инвертированных носителей заряда в графене в зависимости от толщины полупроводникового слоя при диффузионной накачке графена (кривая 1) и прямой оптической накачке графена (кривая 2) мощностью 0,5 кВт/мм².

Из рисунка 2а видно, что использование диффузионной накачки графена

позволяет получить более чем на порядок величины (приблизительно в 30 раз) более низкие значения внешней оптической накачки, по сравнению с прямой оптической накачкой графена, для достижения максимального коэффициента усиления плазмонов в графене. С ростом мощности накачки величина квази-энергии Ферми в графене проходит через одно и то же значение (приблизительно 36 мэВ для плазмонов с частотой 5 ТГц), соответствующее максимальной мощности, высвобождаемой из графена из-за инверсии носителей заряда в нем. Это приводит к одинаковому максимальному значению коэффициента усиления Γ для любой толщины полупроводниковой подложки.

Во **второй** главе исследуется влияние экранирования графена идеальным металлом на дисперсионные характеристики и усиление двумерных ТГц плазмонов в графене. В исследуемой структуре графен отделен от идеально проводящей металлической поверхности слоем барьерного диэлектрика толщиной d (Рисунок 4).

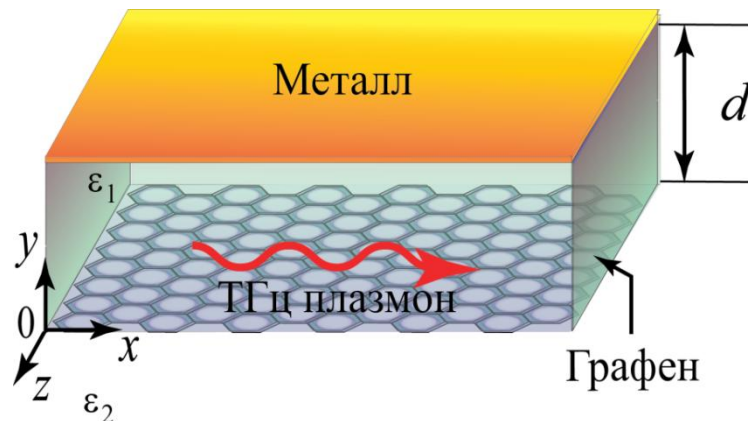


Рисунок 4 – Схематическое изображение исследуемой структуры

В первом параграфе главы 2 получено дисперсионное уравнение для плазмонов в графене, экранированном идеально проводящей металлической поверхностью в квази-электростатическом приближении

$$\frac{\varepsilon_1}{k_x} \operatorname{cth}(k_x d) + \frac{\varepsilon_2}{k_x} = -i \frac{\sigma_{gr}(\omega)}{\omega \varepsilon_0}. \quad (2)$$

В процессе вывода дисперсионного уравнения были получены выражения для

связи компонент электрических полей плазмонов в исследуемой структуре в квази-электростатическом приближении, необходимые для вычисления плазмонных полей в исследуемой структуре. Второй параграф главы 2 посвящен усилению двумерных ТГц плазмонов в активном экранированном графен. Определена зависимость инкремента (декремента) мощности плазмонов в экранированном графене от параметров структуры и уровня инверсии носителей заряда в графене. Показано, что экранирование графена приводит к увеличению инкремента мощности плазмонов в графене благодаря дополнительной локализации плазмонных полей вблизи графена.

Известно, что для плазменных волн характерно так называемое затухание Ландау, что также свойственно и для плазмонов в графене. Показано, что подбор оптимальных параметров структуры позволяет избежать затухания Ландау для плазмонов в экранированном и неэкранированном графене.

На рис. 5 показан инкремент (декремент) мощности плазмонов в графене, экранированном металлом $\chi_{scr} = -2\text{Im}k_x$, в зависимости от толщины слоя диэлектрика d для различных значений квази-энергии Ферми в графене (что соответствует различной величине инверсии носителей заряда в графене). В зависимости от величины инверсии носителей заряда в графене реализуются случаи усиления ($\chi_{scr} > 0$), ослабления ($\chi_{scr} < 0$) и компенсации потерь ($\chi_{scr} = 0$) плазмонов в графене, что видно из рисунка 5. При некотором уровне инверсии носителей заряда в графене, потери за счет внутризонного рассеяния превышают величину усиления плазмонов за счет межзонных переходов носителей заряда. При этом наблюдается ослабление плазмонов (кривые 1 на рис. 5). Увеличение инверсии в графене приводит к тому, что вклад усиления плазмонов за счет межзонных переходов носителей заряда может стать как равным внутризонным потерям плазмонов в графене, так и превышать их. В этих случаях в экранированном графене реализуется как режим компенсации потерь, так и значительное усиление плазмонов (соответственно кривые 2 и 3 на рис. 5). При значениях $d \gg \lambda$, влияние экранирования практически отсутствует, поэтому величина инкремента мощности экранированных

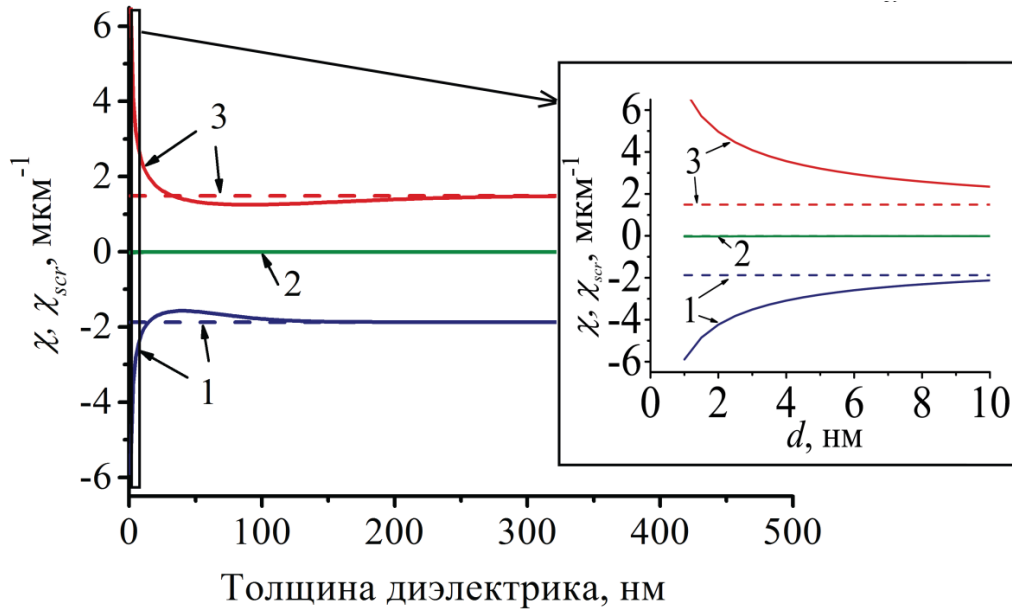


Рис. 5 – Инкремент (декремент) мощности экранированных χ_{scr} (сплошные линии) и неэкранированных χ (пунктирные линии) плазмонов в зависимости от толщины слоя диэлектрика d для значений квази-энергии Ферми в графене 10 мэВ (кривая 1), 15 мэВ (кривая 2) и 40 мэВ (кривая 3) на частоте 5 ТГц.

плазмонов χ_{scr} совпадает с величиной инкремента мощности плазмонов в неэкранированном графене χ (пунктирные кривые на рис. 5). Дисперсия плазмонов в отсутствии экранирования описывается уравнением (1). При приближении металла к графену инкремент (декремент) мощности экранированных плазмонов уменьшается и достигает экстремального значения при толщине слоя диэлектрика $d_{extr} \approx L_{loc}$, где L_{loc} – длина локализации плазмонов ($d_{extr} \approx 80$ нм для плазмонов с частотой 5 ТГц при значении квази-энергии Ферми $\varepsilon_F = 40$ мэВ). Из рисунка 5 видно, что с уменьшением квази-энергии Ферми в графене, величина d_{extr} смещается в область малых толщин диэлектрика d . Это объясняется уменьшением длины волны плазмонов (а, значит, и длины локализации плазмонов) при уменьшении квази-энергии Ферми в графене. Таким образом, всё более близкое расположение металла и графена необходимо для достижения эффекта экранирования при уменьшении

квази-энергии Ферми в графене.

Существование экстремума для инкремента (декремента) мощности экранированных плазмонов объясняется зависимостью амплитуды тангенциальной составляющей электрического поля плазмонов в графене от толщины слоя диэлектрика. При приближении металла к графену происходит перераспределение плазмонного поля в графене таким образом, что при некотором значении толщины барьерного диэлектрика $d_{\min} = d_{\text{extr}}$, наблюдается минимальное значение величины тангенциальной к графену составляющей напряженности электрического поля экранированных плазмонов.

В третьей главе изучен метод диффузионной накачки графена оптическими плазмонами (далее, для краткости, такой тип накачки будем называть накачкой графена оптическими плазмонами) и исследовано усиление ТГц плазмонов в графене при накачке графена оптическими плазмонами. В исследуемой структуре монослой графена отделен от металла полупроводниковой подложкой толщиной d и тонкой изолирующей прослойкой (толщина изолирующей прослойки между полупроводником и металлом полагается значительно меньше толщины полупроводникового слоя d) (рис. 6). Вдоль поверхности металла распространяются поверхностные оптические плазмоны, энергия которых поглощается в слое полупроводника, за счет чего в полупроводнике происходит генерация электрон-дырочных пар. Вследствие амбиполярной диффузии в полупроводнике, носители заряда движутся к графену и захватываются в него, создавая в графене инверсию носителей заряда. Тонкая изолирующая прослойка предотвращает выброс носителей заряда из полупроводника в металл. Поскольку толщина изолирующей прослойки между полупроводником и металлом предполагается значительно меньше толщины полупроводникового слоя, наличие данной прослойки не учитывается в расчетах плазмонной дисперсии и длины локализации оптических плазмонов.

В первом параграфе главы 3 получено дисперсионное уравнение для плазмонов в структуре металл-полупроводник-графен-диэлектрик:

$$\frac{\varepsilon_3}{k_{y3}}[A \exp(-2ik_{y2}d) + 1] - \frac{\varepsilon_2}{k_{y2}}[A \exp(-2ik_{y2}d) - 1] = \frac{\sigma_{gr}(\omega)}{\omega\varepsilon_0}[A \exp(-2ik_{y2}d) + 1], \quad (3)$$

где $k_{yj} = \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_j - k_x^2}$, где $j=1,2,3$ и $A = \left(\frac{\varepsilon_2}{k_{y2}} + \frac{\varepsilon_1(\omega)}{k_{y1}} \right) / \left(\frac{\varepsilon_2}{k_{y2}} - \frac{\varepsilon_1(\omega)}{k_{y1}} \right)$, а также

выражения для связей компонент напряженностей электрических и магнитных полей плазмонов в исследуемой структуре.

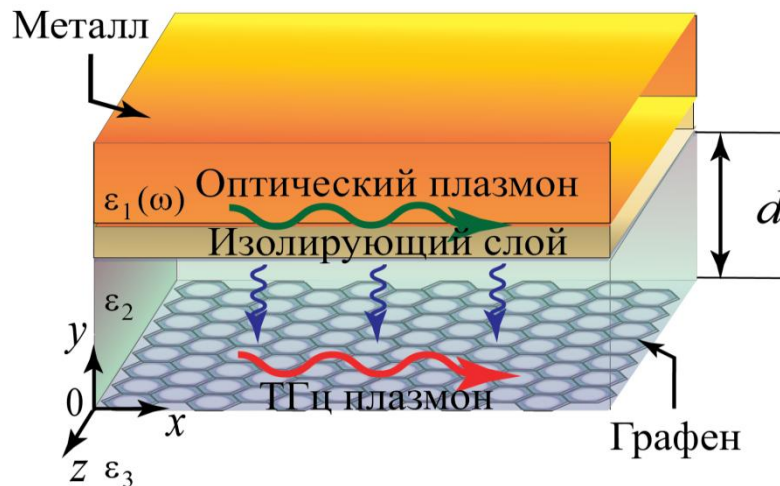


Рисунок 6 – Схематическое изображение структуры.

Второй параграф посвящен диффузионной накачке графена оптическими плазмонами. Представлен алгоритм определения концентрации носителей заряда в графене, при диффузионной накачке графена оптическими плазмонами, распространяющимися вдоль поверхности металла.

На рис. 7 показана зависимость концентрации фотовозбужденных носителей заряда в графене от толщины полупроводникового слоя для различных типов накачки графена. Кривой 1 показана накачка графена оптическими плазмонами, кривой 2 диффузионная накачка графена. Из рисунка 7 видно, что при малых толщинах полупроводникового слоя наблюдается рост концентрации носителей заряда в графене. Это связано с тем, что при увеличении толщины полупроводника d все бóльшая доля мощности оптического плазмона поглощается в полупроводнике с генерацией в нем электрон - дырочных пар. При некотором значении d , концентрация носителей

заряда в графене достигает максимального значения и спадает при дальнейшем увеличении d в результате процесса рекомбинации носителей заряда в полупроводниковом слое. Максимальный уровень инверсии в графене при диффузионной накачке оптическим излучением (в этом случае $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$) достигается при толщине полупроводникового слоя $d=2 \text{ мкм}$, сравнимой с длиной диффузии носителей заряда в полупроводнике (кривая 2 на рис. 7). При накачке графена оптическими плазмонами (кривая 1 на рис. 7), максимальная инверсная концентрация в графене достигается при толщине полупроводникового слоя $d \sim 180 \text{ нм}$, сравнимой с длиной локализации оптического плазмона в полупроводниковой подложке.

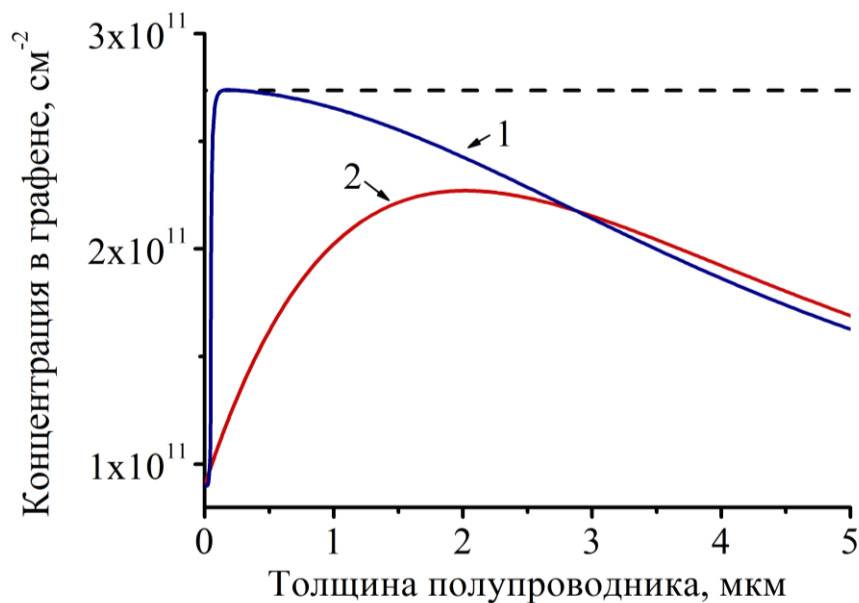


Рисунок 7 – Концентрация инвертированных носителей заряда в графене в зависимости от толщины полупроводникового слоя для различных типов накачки графена: диффузионной накачки оптическими плазмонами (кривая 1) и диффузионной накачки графена оптическим излучением (кривая 2). Пунктирной линией показан уровень инверсии в графене, необходимый для достижения максимального значения инкремента мощности плазмонов в графене на частоте 10 ТГц при мощности накачки $P_{in}=0,1 \text{ кВт/мм}^2$.

Длина локализации оптического плазмона $1/\text{Im}k_{y2}$ на частоте $4 \times 10^{14} \text{ Гц}$ при $d=180 \text{ нм}$ составляет приблизительно 50 нм. Благодаря сильной

локализации оптических плазмонов вблизи металла, генерация носителей заряда происходит в тонком слое полупроводника. Оптимальная толщина полупроводникового слоя $d=180$ нм на порядок величины меньше длины диффузии носителей заряда в полупроводнике. Благодаря этому влияние рекомбинации электрон-дырочных пар в полупроводнике может быть минимизировано. Толщина полупроводника $d=180$ нм сравнима с длиной локализации графеновых плазмонов на частоте 10 ТГц, поэтому потери энергии плазмонов при взаимодействии с носителями заряда в слое полупроводника могут оказать влияние на величину инкремента мощности плазмонов в графене. Для учета потерь в полупроводнике диэлектрическая проницаемость полупроводникового слоя в уравнении (3) определялась по формуле Друде:

$$\varepsilon_{sem} = \varepsilon_2 - \frac{\langle n_{e-h} \rangle e^2}{\omega \varepsilon_0 m_s^* (\omega + i\gamma_n)}, \quad (4)$$

где $\varepsilon_2=12,9$ – диэлектрическая проницаемость полупроводника (GaAs) в отсутствии накачки, $m_s^*=0,063m_e$ – эффективная масса электрона в GaAs, $\langle n_{e-h} \rangle = \frac{1}{d} \int_0^d n_{e-h}(y) dy$ – средняя концентрация фотовозбужденных электронно-дырочных пар в полупроводнике.

Третий параграф посвящен усилению двумерных ТГц плазмонов в графене с диффузионной накачкой оптическими плазмонами. Определена зависимость инкремента мощности плазмонов в графене от параметров структуры и уровня инверсии носителей заряда в графене при диффузионной накачке графена оптическими плазмонами.

На рис. 8 представлен инкремент мощности плазмонов графене в зависимости от мощности накачки для различных типов накачки графена. Поведение кривых на рис. 8 обусловлено конкуренцией процессов внутризонного поглощения и усиления за счет межзонных переходов в графене. Из рис. 8 видно, что при накачке графена оптическими плазмонами (кривая 1) максимальная величина инкремента мощности графеновых плазмонов $\chi_{scr} = -2\text{Im}k_x$ достигается при мощности накачки, приблизительно на 25%

меньшей по сравнению с диффузионной накачкой оптическим излучением (кривая 2). Пунктирной кривой на рис. 8 показан инкремент мощности графеновых плазмонов с учетом потерь энергии плазмонами при взаимодействии с носителями заряда в слое полупроводника. Учет потерь в полупроводнике приводит к незначительному уменьшению величины χ_{scr} , по сравнению с аналогичной величиной в случае отсутствия потерь (приблизительно на 0,05%), при одинаковом значении мощности накачки.

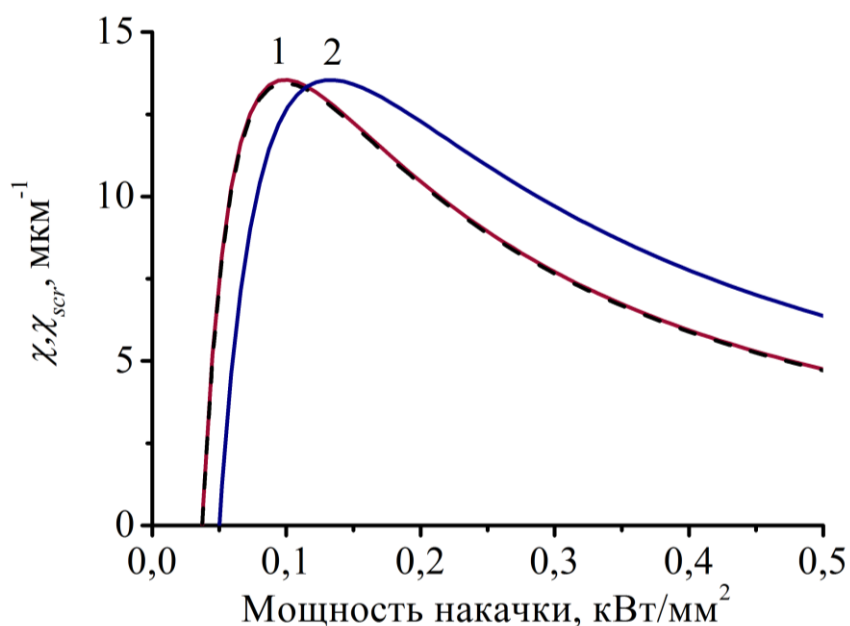


Рисунок 8 – Инкремент мощности плазмонов в графене на частоте 10 ТГц в зависимости от мощности накачки при накачке графена оптическими плазмонами (кривая 1) и диффузионной накачке графена внешним оптическим излучением (кривая 2) при оптимальных толщинах полупроводникового слоя $d=180$ нм и $d=2$ мкм соответственно. Пунктирной кривой показан инкремент мощности плазмонов в графене с учетом потерь в полупроводниковом слое.

В **четвертой** главе рассматривается усиление ТГц плазмонов в структуре, состоящей из двух монослоев графена с инверсным энергетическим распределением носителей заряда. Монослои графена разделены барьерным диэлектриком толщиной d с диэлектрической проницаемостью ε_2 и покрыты полубесконечными диэлектрическими обкладками с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_3 (рис. 9а).

В первом параграфе главы 4 получено дисперсионное уравнение для плазмонов в двухслойной графеновой структуре:

$$\frac{\varepsilon_3}{k_{y3}}[A \exp(-2ik_{y2}d) + 1] - \frac{\varepsilon_2}{k_{y2}}[A \exp(-2ik_{y2}d) - 1] = \frac{\sigma_2(\omega)}{\omega\varepsilon_0}[A \exp(-2ik_{y2}d) + 1], \quad (5)$$

где $A = \left(\frac{\varepsilon_2}{k_{y2}} + \frac{\varepsilon_1}{k_{y1}} + \frac{\sigma_1(\omega)}{\varepsilon_0\omega} \right) / \left(\frac{\varepsilon_2}{k_{y2}} - \frac{\varepsilon_1}{k_{y1}} - \frac{\sigma_1(\omega)}{\varepsilon_0\omega} \right)$.

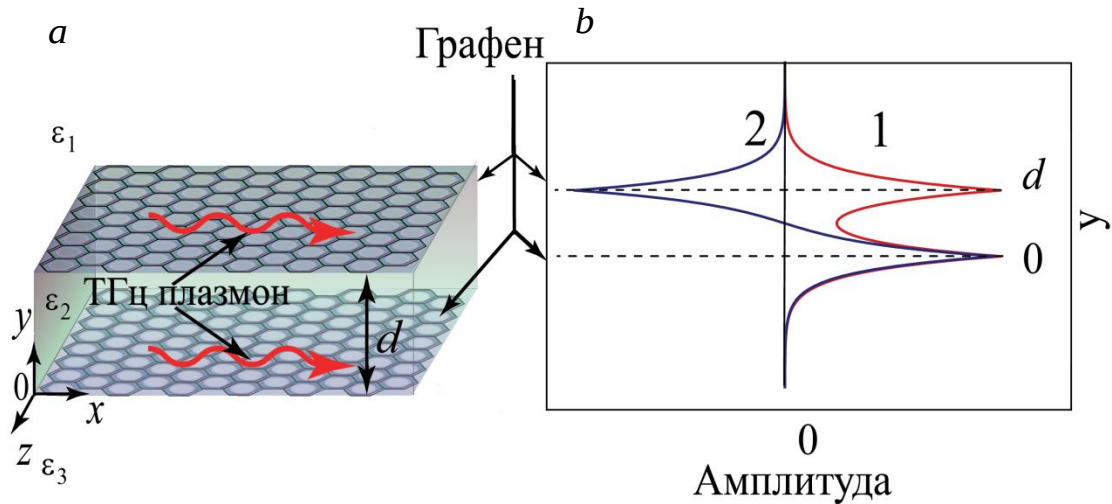


Рисунок 9 – а) Схематическое изображение структуры; б) Распределения тангенциальной составляющей поля симметричной (кривая 1) и антисимметричной (кривая 2) плазмонных мод в исследуемой структуре.

Во втором параграфе исследован инкремент мощности двумерных ТГц плазмонов в двухслойной графеновой структуре. Показано, что подбор оптимальных параметров двухслойной графеновой структуры позволяет увеличить инкремент мощности симметричной и антисимметричной плазмонных мод по сравнению инкрементом мощности плазмонов в монослое графена, расположенном между полубесконечными диэлектриками при фиксированной частоте плазмонов и уровне инверсии в слоях графена. Третий параграф посвящен изучению коэффициента усиления двумерных ТГц плазмонов в исследуемой структуре.

На рис. 10 представлена зависимость коэффициента усиления $\Gamma = \exp(-4\pi \text{Im}k_x / \text{Re}k_x)$ симметричной (кривая 1) и антисимметричной

(кривая 2) плазмонных мод в исследуемой структуре от толщины слоя барьерного диэлектрика. При толщинах диэлектрика $d \gg L_{loc}$ кривые коэффициентов усиления Γ для обеих плазмонных мод сливаются в одну прямую, соответствующую коэффициенту усиления $\Gamma_1 = \exp(-4\pi \text{Re}\sigma / \text{Im}\sigma)$ плазмонов в одиночном слое графена, расположенном между полубесконечными диэлектрическими обкладками (пунктирная прямая 3 на рис. 10). Это объясняется отсутствием взаимодействия плазмонных полей в слоях графена. Как видно из рис. 10, коэффициент усиления Γ антисимметричной моды (кривая 2) всегда меньше коэффициента усиления Γ_1 , что связано со значительным ростом действительной части волнового числа антисимметричной плазмонной моды при уменьшении d , в то время как его мнимая часть возрастает в меньшей степени. В связи с вышесказанным, далее подробно будет рассмотрен только коэффициент усиления Γ симметричной плазмонной моды.

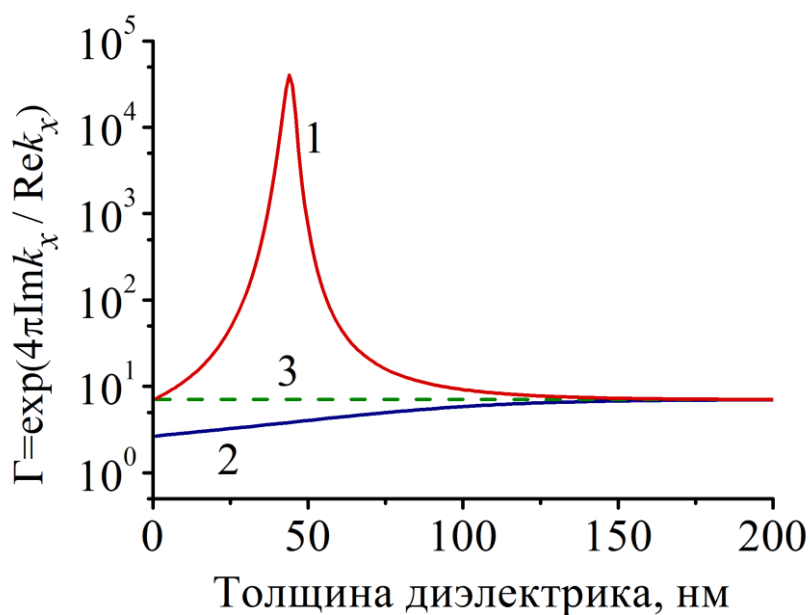


Рис. 10. Коэффициент усиления Γ симметричной (кривая 1) и антисимметричной (кривая 2) плазмонных мод на частоте 10 ТГц как функция толщины диэлектрика d . Коэффициент усиления Γ плазмонов в монослое графена между полубесконечными диэлектрическими обкладками (прямая 3). Значение квази-энергии Ферми в слоях графена полагалось равным 50 мэВ.

При уменьшении толщины барьерного диэлектрика коэффициент усиления Γ симметричной плазмонной моды возрастает и достигает максимального значения при толщине диэлектрика $d_{\text{eff}}=45$ нм. При толщине барьерного диэлектрика $d=d_{\text{eff}}$ коэффициент усиления симметричной плазмонной моды $\Gamma \approx 40200$, что приблизительно в 5700 раз больше Γ_1 в случае барьерного диэлектрика с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_2=12,9$. При $d < d_{\text{eff}}$ коэффициент Γ уменьшается с уменьшением толщины слоя барьерного диэлектрика и при $d \rightarrow 0$ имеем $\Gamma=\Gamma_1$. Это объясняется тем, что в симметричной структуре ($\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = \varepsilon_c$ и $\sigma_1(\omega) = \sigma_2(\omega) = \sigma_{gr}(\omega)$) при $d \rightarrow 0$ графеновые слои можно рассматривать как единый слой графена, дисперсия плазмонов в котором описывается уравнением

$$k_x = i 2 \varepsilon_c \varepsilon_0 \omega / \Sigma, \quad (6)$$

где $\Sigma = 2\sigma_{gr}(\omega)$ – суммарная проводимость монослоев графена, тогда $\Gamma(d \rightarrow 0) = \exp(-4\pi \text{Re}\Sigma / \text{Im}\Sigma) = \exp(-4\pi \text{Re}\sigma / \text{Im}\sigma) = \Gamma_1$. С уменьшением толщины барьерного диэлектрика длина волны симметричной плазмонной моды возрастает, что приводит к увеличению длины локализации этой моды ($L_{\text{loc}} = 1/\text{Re}k_x = \lambda/2\pi$). Таким образом, при малых толщинах барьерного диэлектрика наблюдается ослабление взаимодействия поля симметричной плазмонной моды со слоями графена из-за ухудшения локализации плазмонного поля. Это приводит к уменьшению плотности мощности, высвобождаемой из слоев графена при взаимодействии с симметричной плазмонной модой.

На рисунке 11а представлено отношение коэффициентов усиления симметричной плазмонной моды в двухслойном графене и в монослое графена Γ/Γ_1 в зависимости от толщины диэлектрика d для различных значений диэлектрической проницаемости ε_b . Как видно из рис. 11а с увеличением диэлектрической проницаемости ε_b отношение Γ/Γ_1 возрастает. Это связано с более эффективным взаимодействием плазмонных полей со слоями графена.

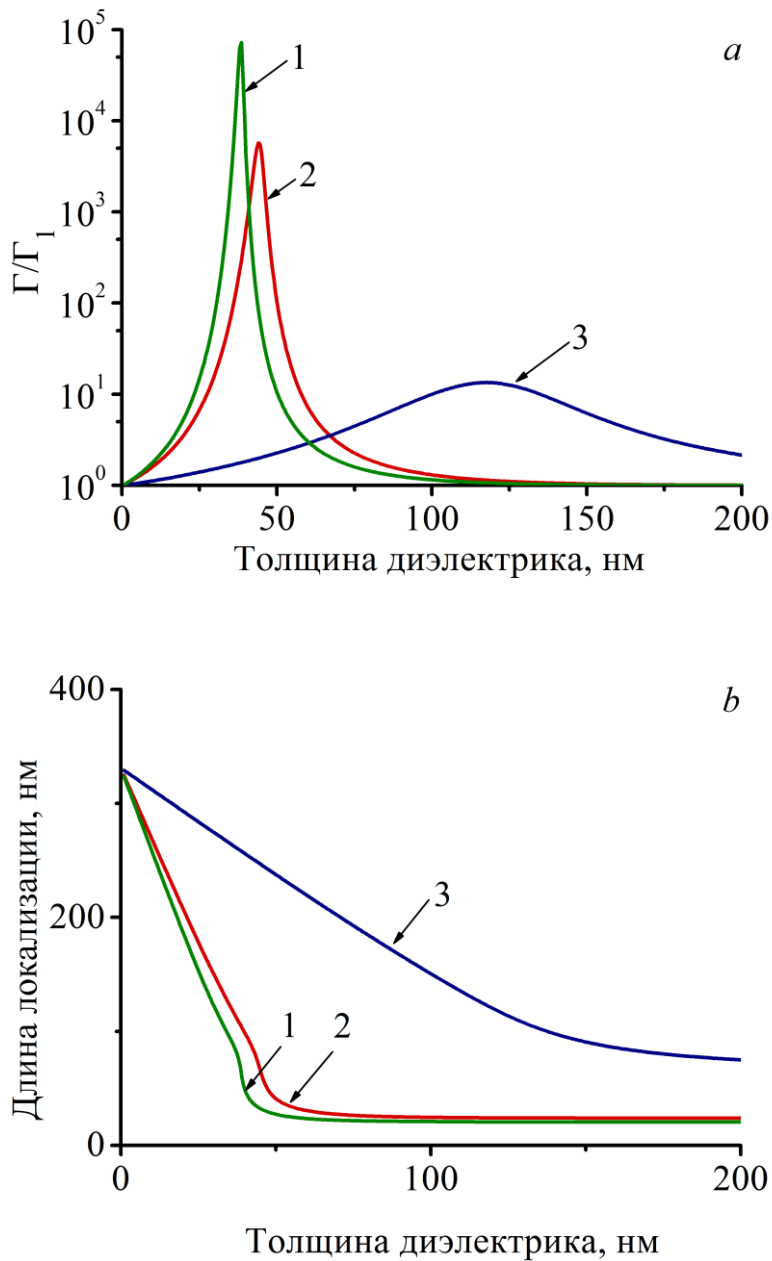


Рисунок 11 – а) Отношение коэффициентов усиления симметричной плазмонной моды в двухслойном графене и в монослое графена Γ/Γ_1 и б) длина локализации симметричной плазмонной моды в зависимости от толщины барьерного слоя d для различных значений диэлектрической проницаемости барьерного слоя ε_b : $\varepsilon_b = 15,15$ соответствует арсениду индия (InAs, кривая 1 на рис. 11а и 11б), $\varepsilon_b = 12,9$ соответствует арсениду галлия (GaAs, кривая 2 на рис. 11а и 11б), и $\varepsilon_b = 3,9$ соответствует диоксиду кремния (SiO₂, кривая 3 на рис. 11а и 11б).

Взаимодействие плазмонного поля с графеновыми слоями усиливается при увеличении ε_b за счет уменьшения длины локализации поля плазмона L_{loc} вблизи графеновых слоев в соответствии с рисунком 11b. В связи с уменьшением длины локализации при увеличении ε_b , эффективная толщина слоя диэлектрика d_{eff} (при которой достигается максимум коэффициента усиления Γ симметричной плазмонной моды) также уменьшается.

Таким образом, показано, что коэффициент усиления симметричной плазмонной моды в двухслойной графеновой структуре может превышать аналогичную величину в монослое графена более чем на 4 порядка величины. Кроме того, в третьем параграфе определены параметры структуры, позволяющие избежать затухания Ландау для обеих плазмонных мод в широком диапазоне ТГц частот.

Полный объем работы составляет 121 страницу, включая 39 рисунков. Список литературы содержит 114 наименований.

Заключение

Основные выводы по данной работе заключаются в следующем:

1. Получены дисперсионные уравнения для плазмонов в графене и выражения для связи компонент электрических полей плазмонов в исследуемой структуре в квази-электростатическом приближении. Представлены выражения для определения концентрации носителей заряда в полупроводниковой подложке и графене, нанесенном на эту подложку, при диффузионной накачке графена внешним оптическим излучением. Определена зависимость коэффициента усиления плазмонов в графене от параметров структуры и накачки графена, а также от частоты плазмонов. Показано, что поведение коэффициента усиления плазмонов в графене обусловлено конкуренцией внутризонного поглощения и усиления за счет межзонных переходов в графене. Оптимальные для наиболее эффективной накачки графена параметры структуры необходимо выбирать, учитывая длину затухания мощности оптической накачки и длину диффузии носителей заряда в полупроводнике.
2. Получено дисперсионное уравнение для плазмонов в графене, экранированном идеально проводящей металлической поверхностью в

квази-электростатическом приближении. Исследованы плазмонные поля в рассматриваемой структуре. Определена зависимость инкремента (декремента) мощности плазмонов в экранированном графене от параметров структуры и уровня инверсии носителей заряда в графене. Показано, что экранирование графена приводит к увеличению инкремента мощности плазмонов в графене благодаря дополнительной локализации плазмонных полей вблизи графена.

3. Получено дисперсионное уравнение для плазмонов в структуре металл-полупроводник-графен-диэлектрик, а также выражения для связей компонент напряженностей электрических и магнитных полей плазмонов в исследуемой структуре. Представлен алгоритм определения концентрации носителей заряда в графене, при диффузионной накачке графена оптическими плазмонами, распространяющимися вдоль поверхности металла. Определена зависимость инкремента мощности плазмонов в графене от параметров структуры и уровня инверсии носителей заряда в графене при диффузионной накачке графена оптическими плазмонами. Показано, что за счет сильной локализации оптического плазмона вблизи металла, генерация носителей заряда при накачке графена оптическими плазмонами происходит в тонком слое полупроводника. Оптимальная для достижения максимальной инверсии носителей заряда в графене толщина полупроводника на порядок величины меньше длины диффузии носителей заряда в полупроводнике, что позволяет уменьшить влияние рекомбинации в полупроводнике.
4. Получено дисперсионное уравнение для плазмонов в двухслойной графеновой структуре, исследована дисперсия и локализация симметричной и антисимметричной плазмонных мод в исследуемой структуре. Показано, что подбор оптимальных параметров двухслойной графеновой структуры позволяет увеличить инкремент мощности симметричной и антисимметричной плазмонных мод по сравнению инкрементом мощности плазмонов в монослое графена, расположенном между полубесконечными диэлектриками при фиксированной частоте плазмонов и уровне инверсии в слоях графена. Показано, что коэффициент усиления симметричной плазмонной моды в двухслойной графеновой структуре может превышать аналогичную величину в монослое графена более чем на 4 порядка величины, благодаря перераспределению плазмонных полей в исследуемой структуре.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на конференциях:

1. XVIII-XXI Международный симпозиум «Нанопфизика и наноэлектроника». (Нижний Новгород, 2014, 2015, 2016, 2017, 2018).
2. Всероссийская научная школа-семинар «Взаимодействие СВЧ, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами». (Саратов, 2015, 2017, 2018).
3. IX-XIII Всероссийская научная конференция молодых ученых «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика». (Саратов, 2014, 2015, 2016, 2017).
4. The 4th Russia-Japan-USA Symposium on Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies. (Chernogolovka, Russia 2015).
5. Международный Симпозиум: Оптика и Биофотоника. Saratov Fall Meeting (г. Саратов, 2014, 2015, 2016, 2017).
6. IV Всероссийская научная молодежная конференция с международным участием «Актуальные проблемы микро- и наноэлектроники» (Уфа, 2016).
7. The 5th International School and Conference "Saint-Petersburg OPEN 2018" (Санкт-Петербург, 2018).

Публикации автора по теме диссертации в журналах, включенных в перечень ВАК:

1. Morozov M. Yu. Active guiding of Dirac plasmons in graphene / M. Yu. Morozov, A.R. Davoyan, I.M. Moiseenko, A. Satou, T. Otsuji, V.V. Popov // Applied Physics Letters. – 2015. – V. 106. – 061105.
2. Моисеенко И.М. Терагерцовые двумерные плазмоны в активном графене с диффузионной накачкой / И.М. Моисеенко, М.Ю.Морозов, А. Р. Давоян, В. В. Попов // Нелинейный мир.– Т. 13. – № 2. – 2015. – С. 26-27.
3. Морозов М. Ю. Усиление плазменных волн в экранированном активном графене / М. Ю. Морозов, И. М. Моисеенко, В. В. Попов // Письма в Журнал технической физики. – Т. 42. – Вып. 1. – 2016. – С. 80-86.
4. Моисеенко И.М. Отрицательная терагерцовая проводимость графена при

накачке оптическими плазмонами // И. М. Моисеенко, М. Ю. Морозов, В. В. Попов // Письма в Журнал технической физики. – Т. 43. – Вып. 11. – 2017. – С. 46-54.

5. Morozov M.Yu. Giant amplification of terahertz plasmons in a double-layer graphene / M. Yu. Morozov, I.M. Moiseenko, V.V. Popov // J. Phys.: Condens. Matter. – 2018. – V. 30. – 08LT02 (5pp).
6. Моисеенко И.М. Усиление терагерцевых плазмонов в экранированном графене с накачкой оптическими плазмонами / И. М. Моисеенко, М. Ю. Морозов, В. В. Попов // Нелинейный мир.– Т. 16. – № 2. – 2018. – С. 7-8.
7. Морозов М. Ю. Усилитель терагерцевых плазменных волн на основе двухслойного графена / М. Ю. Морозов, И. М. Моисеенко, В. В. Попов // Нелинейный мир.– Т. 16. – № 2. – 2018. – С. 9-10.